This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

3 6105 000 648 035

A613

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLVIII.

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

SECHSTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

ACHTER BAND.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1876.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTACHTUNDFUNFZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTVIERUNDDREISSIGSTER.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1876.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

111603

Inhalt

des Bandes CLVIII der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

		Seite
I.	Zur Kenntnifs der dielektrischen Polarisation; von E. Root	1
II.	Ueber die Gesetze des Durchgangs der Elektricität durch Gase; von G. Wiedemann	35
III.	Ueber die specifische Wärme des Cers, Lanthans und Didyms; von W. F. Hillebrand	71
IV.	Versuche über die im ungeschlossenen Kreise durch Bewegung inducirten elektromotorischen Kräfte; von H. Helmholtz	87
V.	Zur Widerlegung des elementaren Potentialgesetzes von Helmholtz durch elektrodynamische Versuche mit geschlossenen Strömen; von F. Zöllner	106
VI.	Ueber einige Formen des auf galvanischem Wege erhaltenen Silbers; von M. Kirmis	121
VII.	Ueber die Schwingungs-Erregung und die Bewegung der Luftsäule in offenen und gedeckten Pfeifen; von F. W. Sonreck	129
VIII.	Bemerkung über die galvanische Ausdehnung; von E. Edlund	148
IX.	Beziehung zwischen dem mechanischen Wärme-Aequivalent und den Moleculargewichten; von Klingel	160
X.	Ueber irreciproke Leitung elektrischer Ströme; von A. Christiani	163

Seite

XI. Ueber die Vergleichung von Pigmentfarben mit Spectralfarben: von W. v. Bezold 165

XII. Nachträgliche Berichtigung: von O. Grotrian 169

XIII. Einfacher Apparat zur Messung kleiner Zeiträume mit Anwendung auf die Bestimmung der Fallzeit eines freifallenden Körpers: von E. Gieseler 171

XIV. Nachträgliche Mittheilungen über die Bilder elektrischer Funken; von A. Peters 174

(*Geschlossen am* 29. *Mai* 1876.)

Zweites Stück.

I. Ueber die Fähigkeit der Luft und des Wasserstoffgases, die Wärme zu leiten und deren Strahlen durchzulassen; von H. Buff 177

II. Mittheilungen aus dem mineralogischen Institute der Universität Strafsburg (Fortsetzung) 214

12. Ueber symmetrische Verwachsungen circularpolarisirender Krystalle; von J. Groth, S. 214. — 13. Ueber den Glaukophan von Zermatt; von C. Bodewig, S. 224. — 14. Ueber die optischen und thermischen Eigenschaften des Datoliths; von Demselben, S. 230. — 15. Neue Dimorphie bei organischen Verbindungen; von Demselben, S. 232. — 16. Ueber die Krystallform und die optischen Eigenschaften der isomeren Dinitrobenzole; von Demselben, S. 239. — 17. Ueber das Safrol; von A. Arzruni, S. 244. — 18. Ueber den sogenannten octaëdrischen Borax; von Demselben, S. 250.

III. Ueber die Gesetze des Durchgangs der Elektricität durch Gase; von G. Wiedemann (Schluſs) 252

IV. Ueber die Veränderung der Tonhöhe bei Bewegung eines tönenden Körpers; von H. C. Vogel 287

V. Ueber die Diëlektricitätsconstante der Flüssigkeiten (zweiter Aufsatz); von P. Silow 306

Seite

VI. Ueber Interferenzstreifen, welche durch zwei getrübte Flächen erzeugt werden; von K. Exner 314

VII. Bemerkung zu Hrn. L. Sohncke's Aufsatz über Aetzfiguren auf Steinsalzwürfeln usw.; von Demselben 319

VIII. Ueber anomale Angaben des Goldblatt-Elektroskops; von W. Beetz 320

IX. Ueber neue Calcium-Linien; von Lockyer 327

X. Ueber das Spectrum des Stickstoffs und das der alkalischen Metalle; von G. Salet 329

XI. Die thermische Ausdehnung der Mischungen von Wasser und Alkohol; von Th. Hoh 334

(*Geschlossen am* 25. *Juni* 1876.)

Drittes Stück.

I. Experimental-Untersuchung über die elastische Nachwirkung bei der Torsion, Ausdehnung und Biegung; von F. Kohlrausch 337

II. Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten und Glasplatten; von E. Wiedemann 375

III. Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath (Fortsetzung XV) 387

85. Phakolith von Richmond in Australien S. 387. — 86. Sanidin als Sublimationsgebilde einer doleritischen Lava von Bellingen S. 400. — 87. Analyse vom Cavradi S. 402. — 88. Brookit von Atliansk im Ural, und Arkansit, umgeändert zu Rutil, aus Arkansas S. 405. — 89. Analyse des gelben Augits vom Vesuv S. 412. — 90. Kalkspath, neue Form von Elba, Fortwachsungen eines Kalkspaths von Obernstein S. 414. — 91. Glimmerzwilling vom Vesuv S. 420. — 92. Rothgültigerz von Andreasberg S. 422.

IV. Zur Kenntnifs der dielektrischen Polarisation; von E. Root (Schlufs) 425

V. Untersuchungen über die Spectra der Planeten; von H. C. Vogel 461

Seite

VI. Zur Geschichte des Weber'schen Gesetzes; von F. Zöllner 472
VII. Notizen zur Geschichte des Radiometers; von G. Berthold 483
VIII. Bericht, betreffend Versuche über die elektromagnetische Wirkung elektrischer Convection; von H. Helmholtz . . . 487
IX. Gallium, ein neues Metall; von Lecoq de Boisbaudran 494
X. Vorlesungsversuch; von M. Rosenfeld 495

(*Geschlossen am* 31. *Juli* 1876.)

Viertes Stück.

I. Ueber die physikalischen Beziehungen zwischen hydrodynamischen und elektrodynamischen Erscheinungen; von F. Zöllner 497
II. Ueber die Diffusion der Gase durch absorbirende Substanzen; v. Wroblewsky 539
III. Apparat zur Demonstration der Reibung in einem sehr verdünnten Gase (Vacuum); von A. Kundt 568
IV. Ueber das Radiometer von Crookes; von R. Finkener . 572
V. Ueber eine magneto-elektrische Maschine mit continuirlichem Strom; von Gramme 595
VI. Untersuchung der Gramme'schen elektrodynamischen Maschine; von E. Hagenbach 599
VII. Eine neue Methode der Farbenmischung; von W. v. Bezold 606
VIII. Bemerkung zu den von Hrn. Klingel aufgestellten Sätzen; von H. L. Bauer 612
IX. Ueber einen Apparat zur Combination von aufeinander senkrechten Schwingungen; von E. Stöhrer jun. 615
X. Verbesserter Giftheber; von K. Antolik 618
XI. Zur Geschichte der Fluorescenz; von G. Berthold . . . 620
XII. Ueber den Einfluss der Temperatur auf das galvanische Leitungsvermögen des Tellurs; von F. Exner 625
XIII. Neues Hydrometer; von J. Sedlaczek 650

Seite

XIV. Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma; von F. W. Berg 651

XV. Ueber das elektrische Leitungsvermögen des Braunsteins und der Kohle; von W. Beetz 653

XVI. Entgegnung auf den Artikel des Hrn. Holtz bezüglich Elektromaschinen von Ebonit; von J. C. Schlösser 656

XVII. Nachschrift zu dem Aufsatz von A. Kundt 660

(*Geschlossen am* 31. *Juli* 1876.)

Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf. I. — Elihu Root, Fig. 1, S. 4; Fig. 2, S. 6; Fig. 3, S. 7; Fig. 4, S. 8; Fig. 5, S. 10; Fig. 6, S. 12.

Taf. II. — G. Wiedemann, Fig. 1, S. 38; Fig. 2, S. 41; Fig. 3, S. 70; Fig. 4, S. 252; Fig. 5, S. 253; Fig. 6, S. 254. Die Curven S. 51.

Taf. III. — Zöllner, Fig. 1 u. 2, S. 117. — Silow, Fig. 3 u. 4, S. 309; — Peters, Fig. 5 bis 15, S. 175. — Sonreck, Fig. 16, S. 144. Fig. 17, S. 146.

Taf. IV. — Groth, Fig. 1, S. 217; Fig. 2, S. 218; Fig. 3 u. 4, S. 220; Fig. 5*a* bis 5*e*, S. 221; Fig. 6, S. 221; Fig. 7, S. 223. — Bodewig Fig. 8, S. 236; Fig. 9 u. 10, S. 237; Fig. 11, S. 239; Fig. 12 u. 13, S. 240; Fig. 14, S. 141; Fig. 15, S. 244. — Arzuni, Fig. 16 u. 17, S. 249; Fig. 18, S. 250.

Taf. V. — G. vom Rath, Fig. 1 bis 22, S. 425.

Taf. VI. — Zöllner, Fig. 1 bis 4, S. 500 u. 501.

Taf. VII. — Zöllner, Fig. 1 u. 2, S. 504 u. 505; Fig. 3, S. 507; Fig. 4, S. 510; Fig. 5, S. 512; Fig. 6, S. 513; Fig. 7, S. 516; Fig. 8, S. 517; Fig. 9, S. 518; Fig. 10, S. 519.

Taf. VIII. — S. v. Wroblewski, Fig. 1, S. 543. — Nebenfigur S. 546. — A. Kundt, Fig. 2, S. 570. — W. v. Bezold, Fig. 3, S. 607.

Berichtigungen

zur Abhandlung im Bd. 158: „Ueber die specifische Wärme des Cers, Lanthans und Didyms“ von Dr. W. F. Hillebrand.

S. 75 Z. 4 v. o. lies: 0,04657 statt: 0,04557
S. 75 Z. 1 v. u. lies: 1,0460 statt: 1,0640
S. 76 Z. 2 v. o. lies: 0,0044 Grm. Eisenoxyd und 0,0019 Grm. Thonerde statt: 0,0044 Grm. Thonerde
S. 78 Z. 10 v. u. lies: 6,049 statt: 4,049
S. 81 Z. 10 v. o. lies: 1,0280 statt: 1,0180
S. 84 Z. 5 v. u. lies: 99° 93 statt: 94° 83
S. 85 Z. 4 v. o. lies: 0,9768 statt: 0,8768

1876. ANNALEN № 5.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CLVIII.

I. *Zur Kenntnifs der dielektrischen Polarisation; von Dr. Elihu Root aus Massachusetts*

(Auszug aus seiner Dissertation (Berlin 1876)).

I.

Faraday's Theorie der Elektricität.

§. 1.

In seinen unsterblichen Experimental-Untersuchungen hat Faraday eine höchst merkwürdige Theorie der Elektricität aufgestellt.

Die wesentlichsten Punkte dieser Theorie lassen sich in den folgenden kurzen Sätzen zusammenstellen:

Die Rolle eines ersten, wesentlichen, fundamentalen, elektrischen Princips [1]) spiele eine eigenthümliche, dielektrische Polarisation; das Substratum dieser Polarisation seyen die Molecüle der Materie; alle Molecüle seyen vollkommene Leiter [2]) der Elektricität; das Wesen [3]) der Polarisation bestehe in einer, innerhalb der Molecüle vollzogenen Vertheilung der beiden Elektricitätsarten; der Polarisationszustand sey daher ein abnormer, von einer elektrischen Spannung [4]) begleiteter; es gebe kein Polarisationsmaximum, vielmehr eine kritische alles zerstörende Polarisationsgränze [5]); die Polarisation trete augenblick-

1) Faraday, *Experimental Researches in Electricity, Vol. I, al.* 1162. (Ann. Bd. 46, S. 2).
2) Ebendas. *al.* 1169. (Ann. Bd. 46, S. 8.)
3) Ebendas. *al.* 1178. (Ann. Bd. 46, S. 11.)
4) Ebendas. *al.* 1671. (Ann. Ergzbd. I), S. 250.)
5) Ebendas. *al.* 1410. (Ann. Bd. 47, S. 531.)

lich [1]) auf; die Polarisationsfähigkeit sey specifischer Natur [2]) und eine ganz allgemeine Eigenschaft [3]) der Materie.

Der Polarisation folge immer eine zweite elektrische Wirkung, die Leitung [4]); der isolirende Raum gestatte immer einen specifischen Austausch beider Elektricitätsarten zwischen den polarisirten Molecülen.

Polarisation und Leitung stehen zu einander in einem umgekehrten Verhältnifs [5]), denn Polarisation sey nichts anderes als das, was man gewöhnlich unter dem Namen Widerstand [6]) verstehe.

Das Wirkungsfeld [7]) der elektrischen Kräfte sey ein unendlich kleines; die scheinbare Ausdehnung desselben bis ins Unendliche sey nur aus einer Fortpflanzung der Kraftwirkung von Molecülen zu Molecülen entstanden; die Fernwirkung löse sich jedoch nicht in eine unmittelbare Berührungswirkung auf, sondern nur in eine Fernwirkung niederer Ordnung [8]).

§. 2.

In der von ihm selbst entdeckten Thatsache, dafs die Capacität eines Condensators nicht allein von der Gestalt und dem Abstande der leitenden Platten, sondern auch von der Beschaffenheit der isolirenden Zwischenschicht abhänge, glaubte Faraday mit Recht einen unzweideutigen Beweis für seine, diese Thatsache voraussagende Theorie geliefert zu haben. Zwar hatte er bei seinen sorgfältigen Untersuchungen auch ein specifisches Eindringen der Elektricitäten in das Innere der starren Isolatoren alsbald bemerkt, doch zeigte er, dafs erstens die beiden specifischen Vermögen in keinem directen Verhältnifs zu einander ständen

1) Faraday, *Experimental Researches in Electricity, Vol. I, al.* 1670.
2) Ebendas. *al.* 1167. (Ann. Bd. 46, S. 5.)
3) Ebendas. *al.* 1669. (Ann. Ergzbd. I, S. 250.)
4) Ebendas. *al.* 1675. (Ann. Ergzbd. I, S. 251.)
5) Ebendas. *al.* 1328. (Ann. Bd. 47, S. 37.)
6) Ebendas. *al.* 1328.
7) Ebendas. *al.* 1677. (Ann. Ergzbd. I, S. 251.)
8) Ebendas. *al.* 1164 (Anmerkung). (Ann. Bd. 46, S. 3.)

und dafs zweitens, während das Eindringen einige Zeit erforderte, die Vertheilung momentan einträte [1]).

Siemens [2]), der eine stets constante und unerschöpfliche Elektricitätsquelle benutzte und mittelst seiner bekannten Wippe die Dauer der Einwirkung genau controliren konnte, fand, dafs die dielektrische Capacität unabhängig von der elektromotorischen Kraft der Batterie wäre. Da aber die Tiefe des etwaigen Eindringens der Elektricität in der durch die Wippe gegebenen Zeit jedenfalls von der Gröfse der wirkenden Kraft abhängig seyn mufste, so liefs sich hieraus derselbe Schlufs ziehen, dafs in ihr nicht der Grund der beobachteten Capacitäts-Aenderung zu suchen sey.

Ebenfalls einen Beweis für die dielektrische Polarisation hat Boltzmann [3]) geliefert. Er fand nämlich, dafs eine ursprünglich unelektrische, isolirende Schwefelkugel, in die Nähe einer influencirenden Metallkugel gebracht, von der letzteren genau gleich stark angezogen wurde, gleichviel ob die Metallkugel während des ganzen, über eine Minute dauernden Versuches immer positiv oder immer negativ oder abwechselnd $\frac{1}{100}$ Secunde positiv, die nächste $\frac{1}{100}$ Secunde negativ, dann wieder $\frac{1}{100}$ Secunde positiv geladen wurde usw., sobald nur die Mengen der positiven und negativen Elektricität bei der dauernden und bei der alternirenden Ladung dieselben waren. Eine solche Anziehung könnte nur von einer momentan sich herstellenden, dielektrischen Polarisation, nicht aber daher rühren, dafs sich die Kugel, weil sie Spuren von Leitungsvermögen besäfse, durch Influenz lüde, denn im letzteren Falle hätte die Anziehung bei der alternirenden Ladung vielmal kleiner als bei der dauernden seyn müssen.

Trotz alledem bezweifelt man noch die Thatsache der Polarisation. Der Gründe für diese besonders hartnäckige

1) Faraday, *Exp. Res. al.* 1251, 1248, 1269, 1277. (Ann. Bd. 46, S. 553 und ff.

2) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CII.

3) Boltzmann, Wiener Bericht, Bd. LXVIII. (Ann. Bd. 153, S. 525.)

Ungläubigkeit giebt es, wie ich vermuthe, zwei: erstens will man überhaupt nichts von einer Theorie hören, welche einen Artikel des physikalischen Glaubens zu beseitigen drohe, man hält fest an einer wirklichen Fernwirkung; eine Beseitigung dieses Bedenkens gehört nicht hierher; zweitens aber hat man bisher die Leitung nie besonders berücksichtigt, sie ist defshalb immer ein unbekannter Factor in den Resultaten geblieben.

§. 3.

Als nothwendige Vorbereitung zu einer völlig vorwurfsfreien Prüfung der Theorie wird ein dielektrisches Feld hergestellt werden müssen, worin die wirkende Kraft, der Richtung nach, sich genau umkehrt und zwar periodisch und beliebig oft, aber der absoluten Gröfse nach, sich nur sehr langsam und stetig mit der Zeit ändert.

Um ein *gleichartiges* Feld zu gewinnen, habe ich einen Condensator construiren lassen, welchen Fig. 1, Taf. I in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Gröfse veranschaulichen soll. In den Kanten eines 4^{mm} dicken, 3^{cm} breiten Hartgummirahmens sind zwei, möglichst eben abgeschliffene Messingplatten durch Schrauben befestigt. Die beiden Platten sind inwendig mit mechanischer Genauigkeit[1]) einander parallel gestellt. Der Rahmen, welcher besonders dazu dient, das Feld von äufseren Luftströmungen abzuschliefsen, ist an vier, symmetrisch von einander entfernten Stellen mit kreisrunden Oeffnungen versehen; in der einen Oeffnung ist eine Glasröhre von 1^{cm} Durchmesser und 1^{m} Höhe eingeschraubt, an deren oberm Ende sich ein zum Aufwickeln des Coconfadens dienender Aufsatz befindet; das Fadenloch in demselben ist möglichst eng gemacht; von den drei übrigen Oeffnungen dienen die beiden horizontalen, durch Spiegelglasplatten verschlossenen, 18^{mm} weiten, als Fenster zur Beobachtung; während die dritte, in der Figur nicht sichtbare, nur zum Einhängen des Körpers dient, letztere

1) Alle folgenden Apparate, ausgenommen der von Schultz gemachte „Inductions-Commutator", wurden von dem Mechaniker R. Vofs sorgfältigst verfertigt.

Oeffnung ist durch einen Hartgummipfropf verschlossen, auf welchem eine kleine, 2^{mm} tiefe Glasschale aufgekittet ist. Der ganze Apparat wird von zwei horizontalen, in den äufseren Fortsätzen der Messingplatten eingeschraubten Hartgummistäbchen getragen, die übrigens auf zwei Messingsäulchen befestigt sind. Das Fufsbrett steht auf vier Füfsen mit Stellschrauben und ist auf der, der unteren Oeffnung im Hartgummirahmen gegenüberliegenden Stelle durchbohrt. Das ganz symmetrische, cylindrische, elektrische Feld hat einen Durchmesser von 200^{mm} und eine Axiallänge von $25{,}40^{mm}$. Dafs nun, wenn die beiden Condensatorplatten auf irgend welche Potentiale z. B. auf die gleichnamige A und B gebracht sind (vorausgesetzt wir abstrahiren von dem Einfluſs des Randes und des Hartgummiringes), dafs wir dann wirklich ein gleichartiges Feld haben, zeigt eine sehr einfache Ueberlegung. Wählen wir nämlich den Mittelpunkt des Feldes zum Coordinatenanfang und richten wir die x-Axe senkrecht gegen die Platten, so reducirt sich die Laplace'sche Gleichung auf die Form

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0.$$

Hieraus gewinnen wir durch Integration sogleich

$$V = \frac{B-A}{c} \cdot x + \frac{B+A}{2}$$

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{A-B}{c}; \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = 0;$$

wo c die Entfernung der Platten bedeutet. Hiernach ist die Kraft F von den Coordinaten unabhängig, und ihre Richtung gegen die Platten normal.

Zu den Vorbereitungen gehört aber zweitens die Herstellung zweier entgegengesetzter, mit voller Sicherheit und durchaus constanter Geschwindigkeit commutirender, elektrischer Pole von *genau derselben* Stärke. Ich will keine Zeit damit verschwenden, um etwa nur zu zeigen, mit welchem Aufwand von Geduld und Geld ich gesucht habe, dieser Forderung gerecht zu werden.

Als ein sehr empfindliches Criterium diente mir hierbei

eine kreisrunde, 10^{mm} breite, 6^{mm} dicke Aragonitscheibe, welche im Condensator an einem einzelnen Coconfaden hing. Ich fand nämlich alsbald, dafs im elektrischen Felde die Scheibe immer ein Bestreben zeigte, sich axial zu stellen. Für damals war mir die Ursache dieses Verhaltens ganz gleichgültig, denn solange die Schwingungen irgendwie von der Kraft abhängig waren, konnte ich sie zur Beurtheilungd er Kraftänderung benutzen. Das Ideal, nach dem ich strebte, war, eine resultirende Richtungskraft zu gewinnen, welche die Scheibe in Schwingungen von logarithmisch abnehmender Gröfse erhalten sollte, bis sie *ganz zur Ruhe* käme. Die Schwingungen wurden mittelst Spiegelung nach der bekannten Gaufs'schen Methode beobachtet. Bei der Messung der Schwingungsdauer wurde immer solange gewartet, bis der Ausschlagswinkel auf 10 Minuten gesunken war; dann wurden die 20 folgenden Schwingungen verfolgt; zeigte sich während der ganzen Beobachtung ein noch so kleiner Sprung in der Amplitude, so ward das Resultat *immer* verworfen.

Die gesuchte Commutation der Pole läfst sich durch folgende Apparate ausgezeichnet ausführen.

Der Frictions-Commutator wird durch Fig. 2, Taf. I in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Gröfse versinnlicht. Ein Hartgummirad von 5^{cm} Durchmesser ist auf beiden Seiten mit Messingplatten belegt, von denen abwechselnd 32 Platinstiftchen über die Peripherie des Rades übergreifen. Die mittelst drei Gummischrauben fest mit einander befestigten Platten sind mit den beiden von einander isolirten Hälften der in metallenen Lagern laufenden stählernen Axe des Rades verbunden. Die beiden Theile der Axe communiciren durch ihre metallenen Lager mit den Klemmschrauben *A* und *B*. Während die eine Axenhälfte in einer cylindrischen Büchse läuft, pafst eine mit Contremutter versehene in eine feine Spitze auslaufende Schraube in ein Hütchen hinein, mit welchem die andere Axenhälfte endigt. Um der Axe einen möglichst festen Halt zu bieten, sind die Träger derselben dreifüfsig. In der Peripherie des

Hartgummirades zwischen je zwei ganz gleichen 15^{mm} breiten, 2,5^{mm} von einander entfernten Platinstiftchen befinden sich, einer vollkommenen Isolation wegen, kleine, cylindrische Vertiefungen. Gegen die sonst ganz glatt und centrisch abgedrehte Peripherie rollen zwei stählerne, mit den gleichnamigen Klemmschrauben verbundene Rädchen *C* und *D*, die von Mikrometerschrauben getragen werden. Diese Rädchen sind so klein, dafs jedes von ihnen auf einmal nur ein Stiftchen berühren kann und so eingestellt, dafs das Rad *C* gegen ein Stiftchen der einen Messingplatte in demselben Augenblick rollt, in welchem das Rad *D* ein Stiftchen der anderen Platte berührt; im nächsten Moment ist die Berührung eine umgekehrte. Um eine gute Isolation der Klemmschrauben von einander zu sichern, ist das Fufsbrett ganz von Hartgummi gemacht. Die Rotation des Rades wird unter Vermittelung eines durch Hartgummi von der Axe isolirten Zahnrades bewirkt.

Aufser den beiden, mit Rädchen versehenen Schrauben gehören zum Apparate auch zwei, statt Rollen, Nähnadeln tragende, sonst aber genau gleiche Schrauben. Letztere eingesetzt, geben dem Commutator den Charakter eines *Funken-Commutators*, einer Benennung, welche er aber auch im anderen Falle wirklich verdient.

Nach dem schon Gesagten wird die Ausführung der Commutation leicht verständlich. Die Klemmschrauben *C* und *D* seyen mit den positiven und negativen Elektricitätsquellen, *A* und *B* aber mit den beiden Condensatorplatten leitend verbunden. Steht nun das Rad wie in Fig. 3, Taf. I, so geht der positive Strom nach der Rolle *C*, dort springt ein Funken über nach dem Stiftchen *E*, von dort geht der Strom durch die Axe nach *B*, von dort weiter nach einer Condensatorplatte z. B. *A*, geht dann, wie wir später sehen werden, als dielektrischer Strom durch das Dielektricum nach der zweiten Condensatorplatte *B*, kehrt dann zurück nach dem Commutator, geht durch den zweiten Theil der Axe, springt als Funken nach *D* über, von wo er zur negativen Elektricitätsquelle zurückgelangt.

Wird die Axe gedreht, so springt zunächst der positive Strom von *C* nach *F*, geht von da in der entgegengesetzten Richtung als vorher durch die Leitung zur Condensatorplatte *B*, von dort als dielektrischer Strom nach *A*, von *A* zu *B*, von *B* zu *D* etc. zurück. Dann wiederholt sich die erste Bewegung und so fort.

Den zweiten Commutator werde ich den Influenz-Commutator nennen. Derselbe wird in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Gröfse in Fig. 4, Taf. I wiedergegeben. Auf einem Hartgummifufsbrett stehen drei Messingsäulchen, welche ein dreiarmiges Hartgummistück tragen. Letzteres dient zur Befestigung der unbeweglichen Glasscheibe *A A*, welche von drei, mit Contremutter und Stellfedern versehenen Schrauben getragen wird, sonst aber ganz frei in der Luft hängt. Die Scheibe ist auf der unteren Seite mit zwei, von einander durch eine, ihnen gleich breite, unbedeckte Glasfläche *A A* isolirten Stanniolbelegungen versehen, von denen die eine, *B* mit der Klemmschraube *D*, und die andere *C* mit der Klemmschraube *E* in leitender Verbindung ist. Eine zweite, gleich grofse Scheibe, *F G*, ist auf einer leicht beweglichen Axe befestigt. Diese hat auch zwei, von einander isolirte Stanniolbelegungen *F* und *H* (in der Figur nicht sichtbar) und zwar auf der oberen Seite, welche, bei passender Lage der Axe, die Belegungen *B* und *C* genau decken. Die Belegung *F* steht mit dem oberen Theil der Axe und der Klemmschraube *J*, die Belegung *H* mit dem unteren Theil der Axe und der Klemmschraube *K* in leitender Verbindung. Die Axe selbst besteht natürlich aus zwei von einander getrennten Theilen; Elfenbein darf nicht zur Verbindung derselben gebraucht werden, denn seine Leitung ist grofs genug, um die Wirkung des Apparates zu schwächen; der Zwischentheil besteht daher aus Hartgummi. Auf dem unteren Theil der Axe und wieder durch Hartgummi von derselben isolirt, ist ein Messingring zum Schnurlauf befestigt. Gegen diesen rollt ein stählernes Rädchen *L*, welches mit der Erde in leitende Verbindung zu bringen ist. Diese Vorrichtung wird nothwendig durch die Erfahrung, dafs sonst die durch Reibung des Schnurlaufs

erregte Elektricität einen störenden Einfluſs ausübt. Wenn die bewegliche Scheibe so gestellt wird, daſs die inneren Ränder der Belegungen senkrecht gegen die der festen Scheibe sind, so stehen beide Belegungen *H* und *F* dadurch mit einander in leitender Verbindung, daſs zwei kleine federnde Bogen, *I* und *O*, welche von den mit einander verbundenen Säulchen *N* und *M* getragen werden, in diesem Augenblick gegen zwei, mit den genannten Belegungen verbundene Projectionen der Scheibenperipherie reiben. Alle isolirende Glastheile des Apparats sind mit Schellack überzogen. Der Commutator in Verbindung gesetzt mit einer Helmholtz'schen elektromagnetischen Treibmaschine [1]), liefert leicht 80 Commutationen in der Secunde. Die Wirkung ist folgende:

L, *M*, *N* seyen mit der Erde, *D* sey mit dem positiven, *E* mit dem negativen Pole einer elektrischen Säule, *K* mit der Condensatorplatte *A*, *J* mit der Platte *B* in leitender Verbindung. Sind nun *F* und *B* parallel, so wird *F* durch Influenz-Elektricität erster Art negativ, daher Condensatorplatte *B* durch Influenz-Elektricität zweiter Art positiv geladen, ebenso *H* positiv, Platte *A* negativ. Dreht man aber die Axe um 90°, so werden, der Symmetrie wegen, gleiche Quantitäten Elektricität der ersten Art auf *F* und *H* erregt, und alle Elektricitäts-Erregung zweiter Art fällt weg, — die Platten sind ungeladen. Die in dieser Lage eintretende Verbindung mit der Erde sichert nur, daſs durch ungleichmäſsige, elektrische Zerstreuung oder Isolation keine dauernde Ladung der Platten eintrete —. Dreht man wieder um 90°, so wird *H* negativ, *A* positiv, *F* positiv, *B* negativ geladen; usw. Natürlich sollten die Scheiben so nahe wie möglich parallel mit einander gestellt werden. Ich stellte sie gewöhnlich in 1^{mm} Entfernung von einander.

Eine andere Form des Commutators war in dieser Beziehung vortheilhafter, auch lieferte sie sechsmal so viel Commutationen in der Secunde. Auf jeder Scheibe waren

1) Exner, Wiener Bericht, Math.-Naturw. Cl. LVIII, Bd II.

nämlich 12 Stanniolsectoren geklebt, die überall 2^{mm} von einander entfernt waren und alternirend mit einander in Verbindung standen. Sie vertraten die vier Stanniolsegmente.

Die Einrichtung des dritten von mir gebrauchten Commutators ist sehr übersichtlich und wird ohne alle Beschreibung durch Fig. 5, Taf. I vollkommen erläutert. Seine charakteristische Eigenthümlichkeit besteht darin, daſs die Commutation durch ein *senkrechtes* Eintauchen von vier Platinstiftchen in Quecksilber vollbracht wird. Die Isolation ist auch hier überall durch Hartgummi bewerkstelligt. Die Deckel der Quecksilbergefäſse sind eingeschraubt, und die stählernen Büchsen in denselben sind lang genug, um alles Wanken der Stahl-Platin-Stiftchen zu verhindern. Der Apparat kann von der Helmholtz'schen Maschine getrieben werden und liefert am vortheilhaftesten 24 Commutationen in der Secunde.

Es wird nun aber eine Elektricitätsquelle gefordert, welche die Fähigkeit hat, trotz des zum Gebrauch abflieſsenden Stromes sich längere Zeit auf einem constanten Potentialniveau zu erhalten; auſserdem soll eine zweite Quelle aufgefunden werden, welche dieselbe Eigenschaft der Unveränderlichkeit besitzt, sich aber auf einem Niveau und zwar genau gleicher, doch entgegengesetzter Höhe einstellt.

Vielleicht könnte man glauben, daſs ein Rühmkorff'scher Inductionsapparat, in Verbindung mit einer selbstthätigen, z. B. der Stempelmann'schen Wippe, allen Anforderungen genügen würde. Jedoch kann die Wippe nur in den inducirenden Stromkreis eingeschaltet werden, denn sonst hätte man überhaupt keine sichere Commutation. Der inducirte Strom braucht aber zu seiner Entstehung und Erlöschung ein nicht verschwindend kleines Zeitintervall; daher hört bei einer nur mäſsig schnellen Commutation fast alle Wirkung auf. Auſserdem ist es mir nicht gelungen, auf diese Weise meine Aragonitscheibe in *regelmäſsige* Schwingungen zu bringen.

Bei seinen sorgfältigen Experimenten bediente sich Boltzmann einer Influenzmaschine Töpler'scher Construction, doch fand er, dafs die Stärke der beiden Pole nicht genau dieselbe war, periodisch schwankte auch der elektrische „Ueberschufs" hin und her mit der periodischen Drehung der Maschine. Bei einem solchen Apparat kann aufserdem die Polstärke nicht unabhängig seyn von dem zum Gebrauch abfliefsenden Strome. Eine Holtz'sche Maschine z. B., mit dem Funken-Commutator und den Condensatorplatten verbunden, kann zwischen den letzteren nur dann einen constanten Potentialunterschied behalten, wenn die Rotationsgeschwindigkeit der Maschine und des Commutators von einander abhängig werden. Da aber diese Abhängigkeit eine unbekannte ist, so mufs nothwendig beiden eine constante Geschwindigkeit ertheilt werden. Diese Betrachtungen bestätigen sich in der praktischen Ausführung. Doch nur *auf kurze Zeit* konnte ich die Aragonitscheibe in Ruhe erhalten; nach oft wiederholtem Versuch zeigte es sich unmöglich, selbst an günstigen Tagen, eine zuverlässige Reihe von vergleichenden Messungen auszuführen: — eine gutwirkende Holtz'sche Maschine war auch nicht einmal eine *constante Quelle* der Elektricität.

Wir werden daher genöthigt, zu einer Volta'schen Elektricitätsquelle unsere Zuflucht zu nehmen.

Sir William Thomson[1]) hat nun die elektromotorische Kraft angegeben, welche nöthig ist, um in gewöhnlicher Luft zwischen zwei Parallelmetallplatten bei verschiedener Entfernung von einander einen Funken hervorzubringen. Danach finden wir, mit Berücksichtigung der von ihm später angegebenen Correctionen, dafs wir unter den erwähnten Bedingungen von einer Batterie von 4360 Daniell'schen Elementen nur einen $\frac{1}{8}^{mm}$ langen Funken erwarten dürfen. Auch ist wohl zu bemerken, dafs bei kleinen Entfernungen eine immer verhältnifsmäfsig gröfsere

1) Thomson, *Proc. Roy. Soc.* 1860, oder: *Reprint of papers, Chapters XVIII and XIX.*

Anzahl von Elementen erforderlich ist, und zwar steigt dieses Verhältnifs schliefslich sehr rasch. Folgende, von Thomson angegebene Tabelle, zu der ich eine dritte, die entsprechende Zahl von Daniell'schen Elementen enthaltende Rubrik hinzugefügt habe, wird diefs zeigen.

Funkenlänge in mm	Elektromotorische Kraft in abs^{m} Maafse	Zahl der Daniell'schen Elemente
0,025	527,7	358
0,086	267,1	614
0,127	257,0	873
0,127	262,2	890
0,190	224,2	1139
0,281	200,6	1507
0,408	151,5	1649
0,563	144,1	2169
0,584	139,6	2180
0,688	140,8	2590
0,904	134,9	3261
1,056	132,1	3730
1,325	131,0	4641

Es fragt sich zunächst, ob es nicht möglich sey, das Potential einer mäfsigen Anzahl von Elementen auf constante Weise zu vergröfsern.

In seinem mit Potentialregulator versehenen *„Replenisher“* hat Thomson [1]) den gesuchten Apparat gegeben. Um mir einen Replenisher ähnlichen Princips zur Verfügung zu stellen, hat Helmholtz mit bekannter Güte den in Fig. 6, Taf. I in $\frac{1}{4}$ Gröfse abgebildeten Apparat construiren lassen. Auf einer senkrecht laufenden Axe ist ein, oben und unten mit segmentförmigen Stanniolbelegungen *a* und *b* versehenes Hartgummirad angebracht. Das Rad läuft zwischen zwei festen Glasscheiben von etwas gröfserem Durchmesser, welche ihrerseits mittelst Stellschrauben auf drei gegen einander symmetrisch gestellten Messingträgern befestigt sind. Beide Scheiben haben auch segmentförmige Belegungen, von welchen *c* und *d* mit einander in leitender Verbindung stehen, ebenso

1) Thomson, *„Reprint“*, *p.* 330.

e und *f*. Hat das bewegliche Rad eine solche Stellung, daſs die geradlinigen Ränder der drei Belegungen *e*, *a*, *f* parallel stehen, so reibt eine Peripherieprojection *h* der Belegung *a* gegen eine bogenförmige Stahlfeder, wodurch *a* in leitende Verbindung mit der Klemmschraube *j* gebracht wird; zu gleicher Zeit bringt eine ähnliche Vorrichtung auf der entgegengesetzten Seite des Apparats die Theile *c*, *b* und *d* unter einander in Verbindung.

Die erforderliche Isolation wird überall durch Hartgummistückchen *k*, *k* besorgt, ausgenommen zwischen den Belegungen *d* und *f*, und *c* und *e*, wo das mit Schellack überzogene Glas selbst, doch nicht vollkommen isolirt.

Die Art der Wirkung ist folgende. Es sey die Klemmschraube *l* in Verbindung mit der innern Belegung einer Leydener Flasche, deren äuſsere Belegung mit der Erde verbunden ist, *j* sey mit dem positiven, *m* mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden; ohne irgend welchen Unterschied kann dabei *m* auch mit der Erde in Verbindung stehen, was wir annehmen wollen. Reibt nun *h* gegen *i*, so wird die Belegung *a* durch die Batterie geladen und zwar positiv; dreht man nun die Axe, so wird die Capacität des Condensators *e*, *a*, *f* verringert und positive Elektricität wird auf der Belegung *a* frei; bei einer Umdrehung von 180° kommt *a* zwischen *c* und *d* zu liegen und berührt die Feder *n*. Wären nun die Belegungen *c* und *d* gar nicht vorhanden, so würde ein Theil der Ladung von *a* sich auf die innere Belegung der Flasche begeben; bei continuirlicher Umdrehung würde dieser Proceſs sich zweimal in jeder einzelnen Rotation wiederholen, bis das Potential der Flasche und der Träger, ohne allen Austausch von Elektricität, dasselbe sey; dann wäre das Maximum-Potential der Flasche eingetreten. Angenommen *C* sey die Maximum- und C^1 die Minimum-Capacität des Condensators *e*, *a*, *f*, ferner *V* das Potential von *i*, V^1 das Potential der Flasche, so hätten wir schlieſslich $\frac{V}{V^1} = \frac{C^1}{C}$. Umhüllten aber im Gegentheil *c*

und *d* die zwischen ihnen gebrachte Belegung vollständig, so würde jedesmal und immerfort *alle* Elektricität die Träger verlassen müssen, vermöge der Bedingungen des elektrischen Gleichgewichts; unter diesen Umständen müfste bei vollkommener Isolation, V^1 bis ins Unendliche wachsen können. Durch die wirkliche Construction des Apparates werden die Träger zwar nicht vollkommen, doch gröfstentheils entladen, daher tragen die Belegungen *c* und *d* noch dazu bei, das Potential der Fläche zu vermehren. Die elektrische Zerstreuung ist immer bedeutend genug, um den Idealwerth des Potentials V^1 selbst bedeutend zu verringern.

In einem Falle, wo Rad und Scheiben eine Entfernung von 1^{mm} hatten, wurde die Vermehrungszahl des Apparats gleich etwa 14 gefunden.

Obwohl die Tabellen XIV und XV zeigen, dafs, in Verbindung mit einem Influenz-Commutator und einer Helmholtz'schen Treibmaschine bei günstiger Witterung von dem Replenisher eine sehr befriedrigende Wirkungsconstanz oft gewonnen werden *kann*, so müssen wir doch noch etwas anderes zu finden suchen, weil die Vermehrungszahl in der practischen Ausführung sehr von der Drehungsgeschwindigkeit abhängig ist, und aufserdem weil wir auf diese Weise nicht Positiv- und Negativ-, sondern Positiv- und Null-Pole haben.

Wir finden es daher am besten, eine genügende Anzahl von Elementen zusammenzusetzen, um direct den nöthigen Potentialunterschied der Pole zu gewinnen. Ich habe mich zweier grofser galvanischer Säulen bedient: einer Gassiot'schen von 5000 und einer Daniell'schen von 1000 Elementen.

Die Gassiot'sche Säule bietet, in Verbindung mit dem Influenz-Commutator, Alles, was man wünschen könnte; sie bringt den prüfenden Aragonitspiegel jedesmal ganz zur Ruhe; und die Schwingungsdauer des Spiegels bleibt unveränderlich.

Was die *Construction* der Säule betrifft, so hat zunächst

die *Gröfse* der Elemente bekanntlich keinen Einfluſs auf die Dichtigkeit der Pole, wohl aber auf die Zeit, in welcher sich diese Dichtigkeit herstellt. Indeſs bedarf man zu sehr häufigen Funken nur kleiner Becher; ich fand Zellen von 2^{cm} Tiefe und 1^{cm} Durchmesser vollkommen genügend. Eine gewöhnliche Paraffintafel lieferte mir durch Bohren 176 solcher Zellen; doch der ziemlich raschen Verdunstung wegen ist es rathsam, sie etwas gröſser zu machen.

Zur Anfertigung der Kupfer - Zink - Plättchen benutzt man am besten das stärkste im Handel vorkommende Zinkblech; das Kupfer darf auch nicht zu dünn seyn, denn an der etwas feuchten Luft überzieht es sich langsam mit dem grünen kohlensauren Salz Grünspan, wodurch das ganz dünne Blech durchfressen werden kann. Ich habe Kupfer und Zink, ohne irgend welchen Nachtheil für die Batterie, durch Wolle von Berührung unter einander abgehalten.

Auf die Isolation sollte die allergröſste Sorgfalt angewandt werden. Zwar lieferten mir drei Kasten, von denen jeder 1700, 6^{cm} tiefe, $1\frac{1}{2}^{cm}$ breite, mit Paraffin überzogene Gläschen enthielt, welche zu fünfzig in Quincunxreihen unmittelbar an einander gedrückt waren, zuerst die erwartete elektrische Wirkung; gleich nach ihrer Zusammensetzung nahmen sie aber schnell an Wirksamkeit ab, wegen des, beim Füllen schwer zu vermeidenden Eindringens des Wassers zwischen die Elementenreihen. Bei der feuchten Luft bewährt sich das unhygroskopische Paraffin als der beste Isolator. Die oben beschriebenen Paraffinzellen waren ohne weiteres von einander vortrefflich isolirt. Eine noch vortrefflichere Säule erhielt ich durch ein Einschmelzen der Gläschen in diese Zellen.

Als Flüssigkeit benutzte man unbedingt *destillirtes* Wasser. Schon bei Anwendung des Brunnenwassers werden die Platten unnöthigerweise verunreinigt und zerfressen. Das Leitungsvermögen des destillirten Wassers

reicht vollkommen aus, um allen Elektricitätsverlust, der durch Zerstreuung verursacht wird, zu ersetzen; dabei bleiben die Zinkflächen ganz rein.

Bei der oben angegebenen Wirkungsweise zeigt diese Säule keine störende Polarisation.

Die elektrostatische Wirkung ist sehr constant und nimmt nur sehr langsam mit der Zeit ab.

Ihre Gröfse entspricht vollkommen den theoretischen Angaben von Thomson. Meine 5000 Elemente lieferten zwischen den Kugeln eines in den Stromkreis eingeschalteten Funkenmikrometers einen etwas über 1^{mm} langen Funken. Lag ein Pol auf einem Holztisch, so divergirten die Blättchen eines Goldblatt-Elektroskops so lange man sie in demselben Zimmer herumtrug.

Will man eine *beliebig rasche* Commutation ausführen können, so bleibt nichts übrig, als eine *constante* Batterie zu bauen.

Ich habe es vorgezogen, mich eines Daniell'schen Elementes in unveränderter Form zu bedienen. Die Thoncylinder hatten eine Höhe von $4{,}5^{cm}$ und einen Durchmesser von 2^{cm}, die Zinkstäbchen 5^{cm} Länge und 1^{cm} Durchmesser; die anderen Elemententheile waren von entsprechender Gröfse.

Ich suchte durch gute Isolation die Batterie möglichst zu schonen; daher wurden die Gläser in ächt Schubkasten auf Fensterglas schlangenförmig aufgekittet. *Täglich* wurden alle Elemente auseinandergenommen, auch die Zinkstäbchen gereinigt und wenn nöthig, von Neuem amalgamirt. Nach einem 60tägigen Gebrauch mufsten die Zinktheile erneuert werden.

Die Stromintensität war stark genug, um in gewöhnlicher Luft zwischen den Kupferdrahtenden einen 5^{cm} langen Lichtbogen zu erzeugen.

Einmal berührte ich aus Versehen mit beiden Händen die leitenden Drähte; der empfundene Krampf war so stark, dafs ich mich nur durch Hinwegeilen befreien konnte.

Obwohl der Gebrauch einer solchen Batterie einen bedeutenden Zeitverlust verursacht, so ist letztere jedoch meiner Meinung nach nicht durch complicirtere Formen der Zusammensetzung zu vermeiden; im Gegentheil, je *einfacher* die Elemente, um so leichter kann man sie einzeln reinigen und amalgamiren, was nothwendigerweise *oft* geschehen mufs, um eine constante und zu gleicher Zeit starke Wirkung zu erhalten.

Ueber die Wirkung der *zusammengesetzten Apparate* ist folgendes zu bemerken: —

Bei der Combination: Daniell'sche Batterie, Friction-Commutator und Condensator wird es nöthig seyn, den Mechanismus der Ladung der Platten etwas näher ins Auge zu fassen.

Feddersen[1]) hat gezeigt, dafs bei einem kleinen Widerstand im Schliefsungsbogen die Entladung einer Leydener Flasche eine oscillirende ist. Die Entladungsdauer hängt in diesem Fall ab von dem Widerstand des Bogens, von der Capacität der Flasche, aber nicht von der Schlagweite. Die Abhängigkeit von dem Widerstand kann man aus folgender Tabelle beurtheilen:

Zahl der Flaschen	Länge des Schliefsungsbogens in Metern	Oscillationsdauer in Secunden
10	5,26	0,00000132
10	25,26	0,00000410

Ueber die Abhängigkeit von der Capacität stellte Feddersen folgende empirische Formel auf:

$$t = a\sqrt{s}$$

wobei t die Dauer der Oscillation, s die Zahl der Flaschen, a eine von der Beschaffenheit der Flaschen abhängige Constante bedeutet. Schliefslich haben wir zur Bestimmung

1) Feddersen, Pogg. Ann. CXIII.

der Abhängigkeit von der Schlagweite bei kleinem Drahtwiderstand folgende Tabelle:

Zahl der Flaschen	Schlagweite in ^{mm}	Dauer der Entladung in Secunden
10	4	0,00000304
10	8	0,00000305
16	1,5	0,0000511
16	9	0,0000514

Unser Condensator hat lange nicht die Capacität einer Leydener Flasche; die beiden 1^{mm} dicken Zuleitungsdrähte hatten zusammen eine Länge von ungefähr 6^{m} und waren im allgemeinen weit von einander entfernt. Alle folgenden Commutationsperioden sind viel länger als obige Zeitabschnitte, daher sind wir berechtigt, die Ladung der Platten als immer wirklich vollzogen anzusehen.

Die *Funkenstrecke* hat aber einen nicht unbedeutenden Einfluſs auf die *Höhe* der Ladung. Da durch die, die Ladung begleitende Erwärmung die von ihr ergriffene Luft verdünnt und deren Widerstand progressiv vermindert wird, so könnte man glauben, letztere verhalte sich schlieſslich wie ein vollkommener Leiter. Dies ist aber nicht der Fall, wie Rieſs [1]) gezeigt hat. Daher muſs unter sonst gleichen Umständen die Höhe der Ladung um so kleiner seyn, je gröſser die Funkenstrecke ist. Nun ist bei der rollenden Reibung die Berührung der Metallflächen keine vollkommene, durch Druck wird sie verbessert; jedenfalls berühren sich nur einzelne Punkte. Hiernach muſs sich ein directes Verhältniſs zwischen Druck und Ladung zeigen. Die Erfahrung bestätigt dieſs, wie folgende Tabelle zeigt. Jede Reihe repräsentirt die „Kraftmessungen“ einer ganzen Tagesarbeit von 3 bis 5 Stunden.

1) Rieſs, Reibungs-Elektricität. Bd. II, S. 628.

Tabelle I.

Schwingungsdauer in Secunden.

9. Juli	10. Juli	12. Juli	14. Juli	16. Juli
2,444	2,263	2,328	2,284	2,529
2,450	2,288	2,431	2,390	2,556
2,488	2,300	2,423	2,509	2,556
2,488	2,350	2,434	2,578	2,581
2,513	2,391	2,484	2,650	2,594
2,556	2,456	2,592	2,738	2,612
2,538	2,481	2,631	2,768	2,622
2,540	2,509	2,659	2,794	2,638
2,519	2,531	2,765	2,773	2,644
2,544	2,513	2,844	2,944	2,653
2,556	2,540	2,892		2,633
2,572	2,578	2,965		2,650
2,603	2,619			2,656
2,685	2,713			2,670
2,706	2,819			
2,796	2,834			
2,813				
2,819				

Dafs diese Abnahme der Ladungshöhe nur von einem verminderten Drucke, nicht aber von der Batterie selbst herrühren konnte, war dadurch bewiesen, dafs eine neue Einstellung der commutirenden Rollen die Kraft vermehrte, wie folgende Reihen zeigen:

Tabelle II.

19. Juli	27. Juli	7. August
2,709	2,313	2,731
2,728	2,313	2,796
2,747	2,534	2,804
2,666	2,256	2,378
2,709	2,356	2,381

Die Geschwindigkeit der Commutation könnte möglicherweise einen Einfluſs auf die Höhe der Ladung dadurch ausüben, dafs durch die raschere Aufeinanderfolge der

Funken, die Luft stärker erwärmt wäre. Die Aenderung in der Kraft war aber kaum zu verspüren.

Die Combination: Daniell'sche Batterie, Quecksilber-Commutator und Condensator gab mir die aller constanteste Kraft. Dieſs zeigen folgende Reihen von Kraftmessungen:

Tabelle III.

Dauer der Messungen = 5 Stunden		Dauer der Messungen = 5½ Stunden	
1,966	2,005	1,992	2,050
1,907	2,010	1,988	2,066
1,958	2,016	2,050	2,116
1,969	2,000	2,050	2,110
	2,033	2,013	2,113
	2,038	2,030	2,113

§. 5.

Jetzt sind wir im Stande, die Faraday'sche Theorie zu prüfen. Nach dieser Theorie stehen die Leitung und die Polarisation in einem umgekehrten Verhältniſs zu einander. Es muſs daher Fälle geben, wo diese beiden entgegengesetzte, mechanische Bewegungen verursachen. Dieſs wäre dann ein vollkommener Beweis, daſs beide nicht identisch sind.

In der That giebt es solche Fälle. Wiedemann hat nämlich durch eigenthümliche Versuche gefunden, daſs einige Krystalle, die zu den optisch negativen gehören, in der Richtung ihrer krystallographischen Axe am besten leiten, andere hingegen, die zu den optisch positiven gehören, am besten in der Richtung leiten, die auf ihrer Axe senkrecht steht. Durch später anzugebende Versuche[1]) habe ich selbst bewiesen, daſs eine parallel der optischen Axe geschliffene Kalkspathscheibe in einem gewöhnlichen *elektrischen* Felde horizontal aufgehängt, sich vermöge der

1) Tabelle VII.

Leitung so einstellen muſs, daſs die optische Are *axial* ist. Hängt man aber dieselbe Scheibe in unserm dielektrischen Felde auf, so stellt sich die optische Axe jedesmal genau *aequatorial* ein.

Ohne dadurch irgend etwas Anderes auszudrücken als das eben Bewiesene, mit der Thatsache verbunden, daſs bei Vermehrung der wirkenden Kraft die Leitung alles Entgegengesetzte schlieſslich immer zu überwinden vermag, könnten wir nun mit Faraday die Ursache dieses, der Leitung entgegengesetzten Phänomens als einen elektrischen *Widerstand* betrachten.

Wir sind aber noch nicht *physikalisch* berechtigt, diesen „Widerstand“ als eine elektrische „Polarisation“ aufzufassen; die Erlaubniſs dazu suchen wir jedoch jetzt dadurch zu gewinnen, indem wir zeigen, daſs die Polarisation eine *sehr* kurze Zeit fordert, um sich in Substanzen herzustellen, worin die Leitung nur langsam eintritt.

Nachdem der Frictions-Commutator so lange gebraucht war, bis alle Theile vortrefflich zu einander paſsten, verband ich denselben mit der Daniell'schen Batterie, und es gelang mir, die Zahl der Commutation bis auf 6090 in der Secunde zu bringen, wobei der Commutator mittelst eines Savart'schen Rades sicher getrieben wurde. Dieser Geschwindigkeit ungeachtet, strebte die Aragonitscheibe sich axial zu stellen. Zwar kam sie nicht zur Ruhe wegen des etwas veränderlichen Reibungsdruckes; diese groſse Empfindlichkeit ist aber an sich ein schöner Beweis für die Instantaneität der Wirkung. Bei sehr leichter Berührung der Rollen brachte ich schlieſslich den Krystall zur Ruhe und gewann mehrere vergleichende Messungen, von welchen folgende schöne Beispiele sind.

Tabelle IV.

C	*T*
1045	5,150
1395	5,150

Tabelle V.

C	*T*
1916	6,500
2264	6,500

Hierbei bedeutet „*C*“ die Anzahl der Commutationen in der Secunde, „*T*“ aber die Schwingungsdauer.

Bei einer etwas veränderten Form des Commutators, wobei, ähnlich wie bei dem Influenz-Commutator, das treibende Zahnrad durch ein Schnurrad ersetzt war, ist es mir gelungen den Frictions-Commutator, obwohl in Verbindung mit der Daniell'schen Batterie, als einen wirklichen *Funken*-Commutator zu gebrauchen und auf diese Weise die Scheibe wieder zur Ruhe zu bringen. Man kann wohl glauben, dafs bei einer solchen kurzen Funkenlänge es keine leichte Sache ist, einen Satz von Beobachtungen auszuführen, ohne Sprung in der Schwingungsamplitude. Ich habe jedoch einen solchen Satz erhalten, auf welchen ich Gewicht lege, weil der Commutator während aller drei, unmittelbar nach einander folgenden Messungen, ausnahmsweise schön lief, zwei ganz ruhige Lichtpunkte zeigte und die schwingende Scheibe *ganz* zur Ruhe brachte.

Tabelle VI.

C	*T*
1260	3,03
2520	3,03
1260	3,00

Letztere Form der Commutation machte es mir möglich zu beweisen, dafs die berechnete Anzahl der Ladungen die richtige war; denn, bei einer Verbindung des Funken-Commutators mit einer mit Salzwasser gefüllten Gassiot'schen Säule hatte ich schon durch Beobachtung der Bilder in einem rotirenden Spiegel die Zahl der Funken bis auf 350 in der Secunde berechnet; eine raschere Aufeinanderfolge der Funken könnte, wegen der Lufterhitzung, einer vollkommenen Commutation nur günstiger seyn. Indem es mir nun möglich war, die Commutation funkenweise auszuführen, so war kein Zweifel übrig, dafs auch frictionsweise die berechnete Zahl die actuelle war.

Eine noch genauere Vergleichung der Polarisation bei geänderten Wirkungsperioden wurden mir ermöglicht durch Beobachtung der Ruhelage des Polarisationsspiegels. Die Torsion des langen Coconfadens übte nämlich einen kleinen Einfluſs auf dieselbe aus. Durch Vermehrung der Torsion konnte ich eine beliebige Empfindlichkeit herstellen, so daſs jede Kraftänderung sich durch eine veränderte Ruhelage des Spiegels äuſserte. So lange aber als die Commutation nur funkenweise oder nur frictionsweise ausgeführt war, blieb der Krystall ganz ruhig hängen, nur zeigte sich, wie ich glaubte, eine äuſserst kleine *Kraftzunahme* mit wachsender Geschwindigkeit. Eine kleine Vermehrung der Kraft bei Vergröſserung der Funkenzahl wurde aber erwartet. Daſs es möglich war den Spiegel längere Zeit in Ruhe zu erhalten, spricht für die Vortrefflichkeit der Apparate; auſserdem zeigt es, daſs etwaige kleine Schwankungen in der Funkenlänge durch das von Thomson angegebene Verhältniſs zwischen Funkenlänge und Potentialunterschied practisch aufgehoben wurden.

Es ist nach alledem nicht daran zu zweifeln, daſs binnen 0,0000802 Secunden die elektrische „Polarisation“ ihre Maximumgröſse erreicht.

Bei constanter Ladung der Condensatorplatten war das dielektrische Phänomen ein ganz anderes. Dünne Kalkspath- und Aragonit-Scheiben, auch wenn sie weniger als 2 Minuten in dem mit den Polen der Daniell-schen Batterie direct verbundenen Condensator geblieben waren, kehrten sich mit einer Umkehrung der Pole um. Eine parallel der optischen Axe geschliffene Kalkspathscheibe gab mir folgende Tabelle, wobei der Commutator mit einer Gassiot'schen Säule in Verbindung stand.

Tabelle VII.

Intervall zwischen den Beobachtungen	Optische Axe ∥ der Drehungsaxe	Intervall zwischen den Beobachtungen	Optische Axe ⊥ der Drehungsaxe
	1,577		1,425
5 Min.	1,505	5 Min.	1,380
5 „	1,497	5 „	1,380
5 „	1,484	13 Stunden	1,343
5 „	1,463	5 Min.	1,347
5 „	1,461	5 „	1,345
5 „	1,452	5 „	1,350
5 „	1,447	5 „	1,355
13 Stunden	1,403	5 „	1,353
5 Min.	1,395		1,356
5 „	1,395		

Hiernach mufste die optische Axe einer *horizontal* aufgehängten Scheibe sich axial einstellen.

Eine Schwefelkugel, welche bei commutirender Ladung eine bestimmte Ruhelage behauptete, zeigte bei constanter Ladung eine höchst zufällige; wurde nach einer Wirkung von 15 Secunden die Ladung der Platten plötzlich gewechselt, so zeigte die Kugel das Bestreben sich umzudrehen; wurde aber erst nach einer halben Minute die Umkehrung der Pole vorgenommen, so kehrte sich die Kugel auch gewaltsam um. Das Experiment wurde öfters wiederholt und zwar so, dafs nacheinander alle Elasticitätsaxen mit der Richtung der Drehungsaxen zusammenfielen; das Verhalten war jedoch ausnahmslos dasselbe. Vor jeder Beobachtung war die Kugel über Nacht im Condensator geblieben, während welcher Zeit frische Chlorcalcium-Stücke auch im Condensator in der Glasschale lagen.

Auch hier ist die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Zeit leicht meſsbar. Ich erhielt nämlich:

Tabelle VIII.

T	*T*
7,725	7,200
7,375	5,800
5,750	5,300
5,525	5,025
5,025	4,788
4,825	4,650
5,275	4,475
4,550	4,375
4,500	4,275
4,400	4,325
4,300	4,284
4,225	
4,300	
4,175	

Die erste Reihe repräsentirt ein Zeitintervall von 30 Minuten. Nachdem diese vollendet war, wurde der Krystall 30 Minuten lang einer commutirenden Wirkung ausgesetzt; dann folgte die zweite Reihe, welche, um zu prüfen, ob die Daniell'sche Batterie eine störende Polarisation zeigte, durch eine directe Verbindung der Pole oft gestört war.

Die Leichtigkeit, mit welcher dieses Phänomen sich beim Schwefel zeigte, giebt ein Criterium für die Empfindlichkeit der Beobachtungsmethode.

Indem wir nun alle, zum Theil wahrscheinlich unbekannten Ursachen dieser dielektrischen Wirkung in einem gemeinsamen Begriff zusammenfassen, fragen wir weiter nach der Zeit, welche für dieselben erforderlich ist, um sich merklich zu äufsern. Die Antwort hängt natürlich von der Natur des Dielektricums ab. Drei Substanzen habe ich in dieser Beziehung untersucht: Kalkspath, Aragonit und Quarz. Alle hatten die Form von Scheiben und waren vollkommen fehlerfrei. Ich bediente mich wie

im Folgenden immer, wenn Anders nicht ausdrücklich gesagt wird, der Combination: Daniell'sche Batterie, Frictions-Commutator und Condensator. Das mit einem Zählerwerk versehene Savart'sche Rad wurde von einem Dienstmann so constant wie möglich gedreht; vor jeder Messung wurde mittelst einer Zahnbürste die Peripherie des Commutatorrades gereinigt.

Wo in den Tabellen die Wörter „langsam“ und „geschwind“ zu lesen sind, wurden die Beobachtungen folgenderweise ausgeführt: Zuerst wurde solange constant gedreht, bis die Scheibe ganz zur Ruhe kam; sodann machte der Dienstmann, während ich constatirte, dafs dabei die Ruhelage vollkommen unverändert blieb, einen plötzlichen Sprung in der Drehungsgeschwindigkeit. Eine augenblickliche Berührung einer der Leitungsdrähte genügte mir dann, eine kleine Bewegung des Spiegels hervorzubringen, worauf sogleich die Bestimmung der Schwingungsdauer folgte.

Tabelle IX.

Kalkspathscheibe.

C	*T*
216	2,805
327	3,025
300	2,975
203	2,950 2,950
268	3,075 3,125
328	3,210 3,120 2,220
132	3,125 3,150
198	3,175 3,125

C	*T*
174	3,225 3,250
200	3,300 3,300
167	3,325 3,330
218	3,325 3,350
Geschwinder als 218	3,325 3,325
Langsamer als 150	3,350

Tabelle X.

Aragonitscheibe.

C	*T*
154	2,950 2,975
220	2,975 2,875
227	2,925 2,975
164	3,000 3,050
194	3,050 3,125
155	3,075 3,050
Geschwind	2,950 3,025
Langsam	3,050 3,075
Geschwind	3,075 3,050

Tabelle XI.

Quarzscheibe.

C	*T*
157	5,350 5,450 5,400
223	5,300 5,075 4,950
182	5,450 5,400 5,425
Langsam	4,725
Rasch	4,800
Langsam	4,725
Geschwind	4,725
Langsam	4,750
Geschwind	4,725
Langsam	4,850 4,825
Langsam	4,200 4,275
Geschwind	4,225 4,250 4,275
Langsam	4,250 4,275
Sehr geschwind	Ruhelage ganz unverändert

Aus diesen Messungen folgt, dafs für die betreffenden Krystalle alle dielektrischen Phänomene, welche von der Zeit abhängen, mehr als 0,00286 Sec. brauchen, um sich bemerkbar zu machen. Für Aragonit habe ich bei noch langsameren, mittelst des Quecksilber-Commutators, ausgeführten Commutationen, eine Reihe von Messungen gewonnen.

Tabelle XII.

Aragonitscheibe.

C	T	T
16	2,019 2,031 2,038	2,029
19	2,075 2,091	2,083
19	2,062 2,075	2,069
16	2,063 2,063	2,063
24	2,081 2,088 2,100	2,090
32	2,050 2,066	2,058(?)
24	2,138 2,150 2,150	2,146
19	2,038 2,066 2,025	2,043
24	2,138 2,188	2,163
32		Inconstant
24	2,100 2,106	2,103
16	2,050 2,000 2,038	2,029
24	2,063 2,113	2,088

In einer summarischen Uebersicht:

für $C < 16$, T sehr von C abhängig,

für $C = 16$, $T = \left.\begin{matrix} 2{,}029 \\ 2{,}063 \\ 2{,}029 \end{matrix}\right\} = 2{,}040$

für $C = 19$, $T = \left.\begin{matrix} 2{,}083 \\ 2{,}069 \\ 2{,}043 \end{matrix}\right\} = 2{,}065$

für $C = 24$, $T = \left.\begin{matrix} 2{,}090 \\ 2{,}146 \\ 2{,}163 \\ 2{,}103 \\ 2{,}088 \end{matrix}\right\} = 2{,}118.$

Für $C = 32$, Commutation unvollkommen.

Innerhalb 0,0208 Secunden tritt hiernach beim Aragonit das unbekannte dielektrische Phänomen auf.

Die oben bewiesenen Thatsachen geben uns nun einigen Aufschluſs über die *Natur* der Polarisation. Man hat bekanntlich über dieselbe zwei Hypothesen aufgestellt, welche nichts weiter sind als eine Uebertragung der beiden magnetischen Hypothesen auf elektrisches Gebiet: Erstens durch die elektrische Kraft erfolge eine Scheidung der entgegengesetzten Elektricitäten bei allen einzelnen Molecülen, wie nach Faraday; oder zweitens an jedem einzelnen Theilchen seyen die Elektricitäten schon von Natur geschieden, für gewöhnlich sey aber die *Lagerung* der Theilchen eine ganz unregelmäſsige. Letzterer Hypothese wird oft der Vorzug gegeben, wegen der Analogie mit dem Magnetismus. Allein eben diese Analogie zeigt, daſs eine Drehung der Molecüle eine *meſsbare Zeit* erfordert um ihr Maximum zu erreichen.

Daher müssen wir eine, *innerhalb der Molecüle* zu Stande kommende, am consequentesten durch die Faraday'sche Anschauungsweise versinnlichte Polarisation annehmen.

Es ist hierbei keineswegs ausgeschlossen, daſs mit der Zeit, auſser der Leitung, dielektrische Phänomene anderer Art auftreten. Es ist z. B. möglich und bei krystallisirten Substanzen höchst wahrscheinlich, daſs nach der Polarisation eine *Drehung* der Molecüle stattfinde. Denn im Allgemeinen ist die Richtung der Polarisation von der

Richtung der Kraft verschieden, in einem solchen Fall müfste eine Drehung der Molecüle erfolgen. Wir beabsichtigen nicht diese „dielektrische Nachwirkung“ hier weiter zu berücksichtigen, nachdem wir nun unseren Zweck, nämlich die Auffindung einer Zeitgränze, wo eine reine Polarisation hervortritt, erreicht haben.

Die Abhängigkeit der Polarisation von der Kraft und der Temperatur haben andere gezeigt; Siemens[1]) hat nämlich bewiesen, dafs sie der Kraft einfach proportional ist, und Gibson und Barcley[2]) gewannen neunundzwanzig vortrefflich übereinstimmende Werthe für die Capacität eines Paraffin-Condensators, obwohl dabei die Temperatur um mehr als 36° C. variirte.

II.

Maxwell's elektromagnetische Theorie des Lichtes.

§. 1.

Unter der Voraussetzung einer reinen Polarisation haben wir, indem wir unter x, y, z, die Componenten der dielektrischen Momente, unter ψ das Potential der äufseren Kräfte und unter φ dasjenige der im dielektrischen Felde vertheilten Elektricitäten verstehen, für ein beliebiges Dielektricum

$$\left.\begin{aligned} -\mathfrak{x} &= \varepsilon_{11}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x} + \varepsilon_{12}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y} + \varepsilon_{13}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z} \\ -\mathfrak{y} &= \varepsilon_{21}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x} + \varepsilon_{22}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y} + \varepsilon_{23}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z} \\ -\mathfrak{z} &= \varepsilon_{31}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x} + \varepsilon_{32}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y} + \varepsilon_{33}\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z} \end{aligned}\right\} \quad (1).$$

Die Coëfficienten ε hängen von der Natur des Dielektricums, nicht aber von seiner Form ab; aufserdem behalten sie, wegen der Homogenität, für alle Punkte denselben Werth. Gäben wir einem dielektrischen Körper daher eine Kugelgestalt und brächten wir ihn in ein gleichartiges, unveränderliches, dielektrisches Feld hinein,

1) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 88.

2) Gibson und Barcley, *Phil. Trans.* 1871, *p.* 573.

so könnten wir nach einem Verfahren, welches ganz analog demjenigen ist, welches W. Thomson[1]) für magnetische Induction angewandt hat, leicht beweisen, dafs

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21};\ \varepsilon_{31} = \varepsilon_{13};\ \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32}.$$

Multipliciren wir nun die Zeichnungen der Reihe nach mit

$$\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x},\ \frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y},\ \frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z},$$

und addiren die Producte, so haben wir, indem wir setzen

$$-\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x} = \xi, \text{ usw.}$$

$$\mathfrak{x}\xi + \mathfrak{y}\eta + \mathfrak{z}\zeta = \varepsilon_{11}\xi^2 + \varepsilon_{22}\eta^2 + \varepsilon_{33}\zeta^2 + 2\varepsilon_{23}\eta\zeta + 2\varepsilon_{31}\zeta\xi + 2\varepsilon_{12}\xi\eta.$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist von der Lage der Coordinatenaxen unabhängig, die Gleichung hat daher unter der Voraussetzung, dafs ξ, η und ζ endlich sind, dieselbe Form wie die Gleichung eines Ellipsoides. Durch passende Wahl der Axen können wir also die drei letzten Glieder wegschaffen und setzen

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{31} = 0.$$

Die Gleichungen (1) lassen sich daher auf die Form bringen

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{x} &= -\varepsilon_1 \frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x} \\ \mathfrak{y} &= -\varepsilon_2 \frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y} \\ \mathfrak{z} &= -\varepsilon_2 \frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (1^a).$$

φ sowohl wie ψ mufs der Laplace'schen Gleichung genügen, daher

$$-\frac{1}{4\pi}\overline{\nabla\varphi} = +E^1 = -\left(\frac{\partial\mathfrak{x}}{\partial x} + \frac{\partial\mathfrak{y}}{\partial y} + \frac{\partial\mathfrak{z}}{\partial z}\right)$$

$$-\frac{1}{4\pi}\overline{\nabla\psi} = +E \quad \ldots \quad (2).$$

Durch Elimination von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ aus (1) und (2) gewinnen wir die Gleichungen

1) Thomson, *Reprint of Papers on Electr. and Mag.* §. 622.

$$\frac{\partial}{\partial x}(1+4\pi\varepsilon_1)\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}(1+4\pi\varepsilon_2)\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial y}$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}(1+4\pi\varepsilon_3)\frac{\partial(\psi+\varphi)}{\partial z}=-4\pi E \quad . \quad . \quad (3).$$

Es ist philosophisch betrachtet nur eine andere Anschauungsweise, wenn wir $1+4\pi\varepsilon=K$, $E'+E=E''$, und $\psi+\varphi=V$ setzen und schreiben

$$-\frac{1}{4\pi}\overline{\nabla V}=E''. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4).$$

Ist K von der Richtung unabhängig, so geben (2) und (4)

$$4\pi(E-KE'')+\frac{\partial K}{\partial x}\cdot\frac{\partial V}{\partial x}+\frac{\partial K}{\partial y}\cdot\frac{\partial V}{\partial y}+\frac{\partial K}{\partial z}\cdot\frac{\partial V}{z\partial}=0$$

und im Fall, wo K constant ist $K=\frac{E}{E''}$.

Die Gröfse K, von Faraday vermöge der letzten Gleichung „specifische dielektrische Capacität", von Thomson aber dielektrische Permeabilität" genannt, ist durch die mathematischen Untersuchungen von Maxwell zu einer Quantität von der gröfsten Wichtigkeit erhoben. Er hatte nämlich die Faraday'sche Theorie richtig gewürdigt und machte sie zur Grundlage einer mathematishen, elektromagnetischen Theorie. Ein höchst merkwürdiger Punkt dieser Theorie besteht in der Behauptung [1]), dafs die periodischen, elektromagnetischen Störungen und die Fresnel'schen Lichtoscillationen, deren mathematische Gleichungen der Form nach als identisch bewiesen werden, auch identischer Natur seyen. Es folgt aus dieser Behauptung, dafs die dielektrische Permeabilität gleich seyn mufs dem Quadrat des Brechungsexponenten des Lichtes, also

$$K=N^2.$$

Nach der Maxwell'schen Theorie ist ε unendlich grofs, so dafs die Gleichungen (1) sich auf die Form reduciren

$$\gamma=-\frac{1}{4\pi}K\frac{\partial\psi}{\partial x}.$$

1) Maxwell, „*A Treatise on Elektr. and Mag.*", *Chap. XX.*

Das Verhältniſs zwischen Kraft und Polarisation nennt Maxwell den Elektro-Elasticitäts-Coëfficient. Nun ist aber nach Fresnel die Lichtgeschwindigkeit der Quadratwurzel aus dem Elasticitäts-Coëfficienten des Mediums proportional, daher müssen die beiden Elasticitäts-Coëfficienten einander proportional seyn. Also, was von dem Fresnel'schen Elasticitäts-Ellipsoïd gesagt wird, muſs sich hiernach auf das Elektro-Elasticitäts-Ellipsoïd übertragen lassen, beide müssen zusammenfallen.

Wird nun die Gleichung $K = n^2$ durch die Erfahrung bestätigt?

§. 2.

Vor allen Andern verdankt man Boltzmann wichtige Beiträge zur Beantwortung dieser Frage. Unter den vielen Beobachtern, deren Resultate sehr von einander abweichen, scheint er allein alle nöthige Maaſsregeln getroffen zu haben, um zuverlässige Messungen zu gewinnen, und in der That stimmen seine Bestimmungen der dielektrischen Permeabilität einiger Gase [1]) merkwürdig genau mit den berechneten Werthen überein. Nicht so überzeugender Natur, wie er selbst zugiebt, sind die Resultate für feste Isolatoren, obwohl auch hier einzelne Substanzen bis zu einem gewissen Grade die theoretische Gleichung bestätigen.

§. 3.

Auch ich habe ernstlich versucht, diese Gleichung zu prüfen und mich endlich entschlossen, einige Messungen zu veröffentlichen in der Hoffnung, daſs sie etwas zu beitragen mögen, das noch dunkle Verhalten der festen Isolatoren im dielektrischen Felde aufzuklären.

Der Methode, welche ich zur Prüfung der Gleichung anwandte, liegt folgende Idee zu Grunde. Die Gesetze der magnetischen und der dielektrischen Polarisation sind von genau derselben mathematischen Natur. Es wird

1) Boltzmann, Wiener Berichte, Bd. LXIX.

daher möglich seyn, die Beobachtungsweise Plücker's [1]) über das magnetische Verhalten von Krystallen mit ungleichen Elasticitätsaxen auch auf dielektrisches Gebiet zu übertragen, so lange man dafür sorgt, dafs keine der Bedingungen einer reinen Polarisation verletzt werde. Auf diese Weise gewinnt man ein sehr empfindliches Mittel zur Auffindung der Elektro-Elasticitätsaxen, der Ebene gleicher, dielektrischer Permeabilität und der Verhältnisse der Permeabilitäten in verschiedenen Richtungen.

(Schluſs im nächsten Heft.)

II. *Ueber die Gesetze des Durchganges der Elektricität durch Gase; von G. Wiedemann.*

(Aus d. Berichten d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss. 1876 mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

In den Berichten der Kgl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften Oct. 1871 (diese Ann. Bd. CXLV, S. 335 und 364) habe ich in Gemeinschaft mit Hrn. Dr. R. Rühlmann eine Abhandlung über den Durchgang der Elektricität durch Gase veröffentlicht.

Um einen genaueren Einblick in diese Erscheinungen zu gewinnen, erschien es zweckmäfsig, die Bedingungen der Versuche möglichst einfach herzustellen. Es wurde defshalb zunächst als Elektricitätsquelle eine Holtz'sche Elektrisirmaschine angewendet, welche die Elektricitäten in gleichmäfsigem, langsamem Strome zu den Elektroden führte, und zwar in gleichen Zeiten in Quantitäten, die von der Stromesbahn selbst wesentlich unabhängig waren. Zugleich waren hiebei die Elektricitätsmengen, welche während der Dauer einer Entladung den Elektroden durch die Maschine neu zugeführt wurden, verschwindend klein

1) Plücker, Pogg. Ann. LXVII.

gegen die durch jene Entladung zwischen den Elektroden übergeführte Elektricitätsmenge.

Erst nach der Erledigung dieser einfachsten Vorgänge sollten die Entladungserscheinungen unter Anwendung der Leydener Batterie, des Inductoriums und der galvanischen Säule als Elektricitätsquellen, bei denen jene Unabhängigkeit nicht allgemein stattfindet und aufserdem noch complicirende Umstände obwalten, näher betrachtet werden.

Ich erlaube mir, im Folgenden eine Fortsetzung der oben erwähnten Arbeit mitzutheilen, welche ebenfalls noch hauptsächlich die Erscheinungen behandeln soll, die sich bei schwächeren Drucken ergeben, *bei denen die Entladungen wesentlich durch das* den Entladungsapparat erfüllende *Gas vermittelt werden.*

Durch die früheren Untersuchungen hatte sich gezeigt, dafs unter diesen Bedingungen bei Verbindung der einen der beiden gleich grofsen Elektroden des Entladungsapparates mit der positiven Elektrode der Elektrisirmaschine und Ableitung der nicht verbundenen Elektroden zur Erde in der Zeiteinheit weniger Entladungen erfolgen, als bei umgekehrter Verbindung. Aus diesen und analogen Versuchen mit verschieden grofsen Elektroden war der Satz abgeleitet worden, dafs zur Einleitung einer Entladung an der positiven Elektrode ein gröfseres Potential der gesammten Elektricitäten auf die auf der Oberflächeneinheit der Elektrode angehäufte Elektricität erforderlich ist, als an der negativen. Hieraus folgte unmittelbar, dafs die elektrisirten Gastheilchen sich von der positiven Elektrode mit gröfserer Anfangsgeschwindigkeit entfernen, also auch weiter ausbreiten, als von der negativen, und die Annahme, dafs die positive Elektricität leichter aus den elektrisirten Körpern ausströme, als die negative, nicht richtig ist.

Man könnte es vielleicht für möglich halten, dafs diese Erscheinungen durch secundäre Umstände bedingt wären, infolge deren sich nach früheren Ansichten die eine (positive) Elektricität leichter in die (feuchte) Luft zerstreute. Es wäre etwa anzunehmen, dafs dadurch bei Verbindung

der einen (positiven) Elektrode der Elektrisirmaschine mit der einen Elektrode des Entladungsapparates und Ableitung der anderen Elektroden beider Apparate dem Entladungsapparat selbst in gleicher Zeit eine geringere Elektricitätsmenge zuflösse, als bei umgekehrter Verbindung, und dieselbe somit auch in einer geringeren Zahl von Entladungen durch den Apparat zur Erde überginge.

Dieser Einwand läfst sich indefs durch directe Messung der in jedem Fall durch den Entladungsapparat hindurchgegangenen Elektricitätsmengen widerlegen, wie die folgenden Versuche zeigen.

Hiezu wurde mit geringen Abänderungen derselbe Apparat, wie zu den früheren Versuchen, verwendet. Wie in der ersten Abhandlung erwähnt ist, wurden dabei die einzelnen, parallel der Richtung der Rotationsaxe der Elektrisirmaschine zwischen den Elektroden erfolgenden Entladungen in einem auf die Axe aufgesetzten und mit ihr rotirenden Spiegel mittelst einer heliometerartigen Vorrichtung (eines Fernrohrs mit vertical zerschnittener Objectivlinse) beobachtet. Durch Verschiebung der einen Hälfte der Objectivlinse wurde die eine Hälfte des Entladungsbildes um den Abstand zweier auf einander folgender Bilder verschoben, und somit der Abstand der Entladungen gemessen. Bei dem nunmehr benutzten Apparat war die durchschnittene Linse des heliometrischen Apparates gröfser, als früher (ihr Durchmesser betrug 10 Ctm., ihre Brennweite 30 Ctm., bei den späteren Versuchen mit den Entladungsröhren 21 Ctm.). Sodann wurde die Scheibe der Elektrisirmaschine mittelst eines Schmid'schen Hydromotors in Bewegung gesetzt, der mit der Wasserleitung des Laboratoriums in Verbindung stand und sich durch seinen stundenlang sehr regelmäfsig andauernden Gang auszeichnete. Eine Umdrehung des Triebrades des Hydromotors entsprach 7 Umdrehungen der Scheibe der Elektrisirmaschine. Die Elektroden der Elektrisirmaschine wurden durch zwei mit Guttapercha überzogene Kupfer-

drähte *A* und *B*, Fig. 1, Taf. II, von gleicher Länge mit einem einfachen Gyrotrop verbunden, der aus einer Paraffinplatte bestand, in welche vier Löcher *a*, *b*, *c*, *d*, eingebohrt waren, die halb mit Quecksilber gefüllt waren. Die Drähte *A* und *B* tauchten in die Löcher *a* und *b*. Das Quecksilber im Loche *c* war mittelst eines Kupferdrahtes mit den Wasserleitungsröhren des Hauses, Loch *d* mit der einen Elektrode des Entladungsapparates verbunden. Zwei an einem Schellackstab gekittete amalgamirte Messingbügel konnten je nach ihrer Lage die Löcher *a* mit *d* und *c* mit *b*, oder auch *a* mit *c* und *b* mit *d* verbinden. Somit gelangte entweder die positive oder die negative Elektricität der Elektrisirmaschine zum Entladungsapparat, während die andere durch *c* zur Erde fortgeführt wurde. Die andere Elektrode des Entladungsapparates war mit dem Loche *d'* eines ganz gleichen Gyrotropes verbunden. In die Löcher *a'* und *b'* desselben tauchten die Enden der mit Guttapercha überzogenen Leitungsdrähte des Galvanometers, *c'* war zur Erde abgeleitet. Je nach der Lage des Bügels dieses Gyrotropes konnte mithin die durch den Entladungsapparat hindurchgegangene Elektricitätsmenge in der einen oder anderen Richtung durch das Galvanometer zur Erde geführt werden. Das Galvanometer war in der von mir angegebenen Art construirt; die Spiralen bestanden aus je 47 Windungen von 1,5 Mm. dickem Kupferdraht, der mit einer 2 Mm. dicken Schicht von Guttapercha bedeckt war. Die Zuleitungsdrähte zu demselben waren frei in der Luft nebeneinander fortgeführt und mittelst Paalzow'schen Klemmen mit den Spiralen verbunden. Der Magnetspiegel des Galvanometers war durch einen in der magnetischen Nordsüdebene vorgelegten Magnetstab[1]) hinlänglich astasirt. Das Galvanometer war so eingestellt, dafs beim Durchleiten eines constanten Thermostromes in der einen oder anderen Richtung (mittelst des zweiten Gyrotrops), die positiven und negativen

1) Vgl. E. du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Acad. 1874. S. 748. Galvanism. II, 2, S. 717.

Ablenkungen des Magnetspiegels einander gleich waren. Um zu untersuchen, ob innerhalb der Gränzen der Versuche die Isolation der Spiralwindungen genügte, jeden Uebergang von freier Elektricität zwischen ihnen zu verhindern, und ob auch bei gröfseren elektrischen Spannungen keine Elektricitätsverluste eintraten, wurden erst die mit den Elektroden des Entladungsapparates verbundenen Quecksilbernäpfe *d* und *d'* der beiden Gyrotropen direct durch einen Draht miteinander in Verbindung gebracht, und somit der Entladungsapparat selbst aus dem Kreise ausgeschaltet. Bei einer bestimmten Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe der Holtz'schen Maschine wurde die Ablenkung des Galvanometerspiegels bestimmt. Dann wurde durch Entfernung des Verbindungsdrahtes der Entladungsapparat in den Schliefsungskreis eingeführt und die Stromintensität bei verschiedenen Drucken der in demselben befindlichen Luft (von 0,7 bis 70 Mm. Quecksilber) gemessen. Obgleich die Zahl der Entladungen in der Zeiteinheit hiebei im Verhältnifs von 6 : 1 abnahm, die bei jeder einzelnen Entladung durch das Galvanometer hindurchgehende Elektricitätsmenge in demselben Verhältnifs zunahm, blieb doch die Ablenkung des Galvanometerspiegels so gut wie constant. Sie schwankte nur etwa um 1 Proc., und zwar unabhängig von der Zunahme jener Elektricitätsmenge. Auch waren beim Umlegen des Bügels des Gyrotrops II. die positiven und die negativen Ausschläge die gleichen.

Die entsprechenden Resultate ergaben sich, als der Entladungsapparat durch eine Geifsler'sche Spectralröhre ersetzt wurde, in die durch einen Hahn Luft oder Wasserstoff von verschiedener Dichtigkeit eingeführt war.

Demnach entsprach die Einrichtung des Apparates in dieser Beziehung den Anforderungen zur Genüge.

Nunmehr wurde bei verschiedenen Drucken des in dem Entladungsapparat enthaltenen Gases die eine oder andere Elektricität demselben zugeführt, und sowohl der Abstand y der Entladungen, also auch die Ablenkung $\pm J$

des Galvanometerspiegels bei abwechselnder Verbindung des Galvanometers mit dem Entladungsapparat in dem einen oder anderen Sinne bestimmt. Dabei wurde die Zahl z der Umdrehungen des Triebrades des Hydromotors constant auf 50 in je 30 Secunden erhalten, und wenn etwa ganz geringe Abweichungen in der Intensität J eintraten, die erhaltenen Werthe auf die Intensität $J = \pm 50$ reducirt. So wurde u. A. gefunden, je nachdem die positive oder negative Elektrode zum Boden abgeleitet und die andere Elektrode mit der Maschine verbunden war:

Reihe I.

Druck	y (+ abgel.)	y (− abgel.)
13,5 Mm. Hg	6	8,9
24,5 „	7	12
33 „	8,5	13,5
56,2 „	10,5	16,5

Aehnliche Werthe lieferten andere Beobachtungen bei verschiedenen Drucken und Abständen der Elektroden.

Ganz analoge Resultate ergeben sich beim Durchgang der Entladungen durch Entladungsröhren von Glas. So war z. B.

Druck	z	J	y (+ abg.)	z	J	y (− abg.)
2,2	44	71	—	44	71	7
5,4			9,4			12,2
11,2			13			16,6
14,5			13,5			20
18			13,5			21,2
25			15,2			26,2
29,3			—			31,2
31,9			21			33
35,7			23,5			35
45,5			32,3			38,3
49,2			33,5			43
60,7			40			54

Aehnliche Bestimmungen werden wir später anführen.

Es ist also unzweifelhaft, daſs die Verschiedenheit der Entladungserscheinungen bei Ableitung der positiven oder negativen Elektrode und die zur Einleitung einer Entladung an der positiven Elektrode erforderliche gröſsere Ladung nicht etwa durch secundäre Elektricitätsverluste bedingt ist, sondern sich auch zeigt, wenn in beiden Fällen ganz gleiche Elektricitätsmengen in gleichen Zeiten zwischen den Elektroden übergehen [1]).

Ganz ähnliche Erscheinungen, wie bei der Bildung der elektrischen Entladung zwischen zweien, frei in einem Gase einander gegenüber stehenden Elektroden, zeigen sich bei Umgebung derselben mit Glasröhren, so z. B. in den sogenannten Geiſsler'schen Spectralröhren; nur compliciren sich die Verhältnisse durch die Ladung der Glashülle, wie die folgenden Versuche zeigen.

Die Entladungsröhren bestanden für die ersten Versuchsreihen aus zwei Glaskugeln *a* und *b* (Fig. 2, Taf. II) von 39 Mm. Durchmesser, an welche einerseits Glashähne, anderseits Glasröhren von 6 Mm. Durchmesser und 30 Mm. Länge angesetzt waren. Oben waren in dieselben Platindrähte eingeschmolzen, die bis auf ihr Ende mit einer Glashülle umgeben waren und in der Mitte der Glaskugeln kugelförmige Elektroden von Aluminium von 4 Mm. Durchmesser trugen. Die Drähte endeten auſserhalb der Röhren in kleinen, oben auf die Glaskugeln aufgeschmolzenen und mit Quecksilber gefüllten Trichtern, durch die die Leitung vermittelt wurde. Zwischen die an die Glaskugeln angesetzten Röhren wurden verschieden lange und weite Capillarröhren eingeschaltet, indem sie erst mit einem Kautschukring umgeben in die Glasröhren eingepreſst wurden, und sodann noch ein Kautschukschlauch über die Verbindungsstellen geschoben und daselbst festgeschnürt wurde. Die Fugen wurden mit geschmolzenem Kautschuk verstri-

1) Vgl. dagegen Riefs. Monatsber. d. Berl. Akademie 1875, 11. Febr. S. 148.

chen. Durch den einen Hahn wurden die Röhren mit der Jolly'schen Quecksilberluftpumpe, durch den anderen mit dem Trockenapparat (enthaltend concentrirte Schwefelsäure, resp. wasserfreie Phosphorsäure) und einem das verwendete Gas enthaltenden Gasometer verbunden. Die Röhren lagen parallel der Verlängerung der Axe der rotirenden Scheibe der Elektrisirmaschine in einem mit einem Glasdeckel versehenen Glaskasten, in welchem unterhalb ein flaches Gefäfs mit Chlorcalcium aufgestellt war. Der Abstand y wurde, wie früher, durch Beobachtung des Spiegelbildes der Röhre in dem auf die Axe der Elektrisirmaschine aufgesetzten Spiegel mittelst der heliometrischen Vorrichtung bestimmt.

Hiebei ergaben sich die folgenden Resultate:

Reihen II bis V.

Capillarrohr I, innerer Durchmesser 1,092 Mm., Querschnitt 0,940 □Mm. *Verschiedene Längen* dieses Rohres wurden zwischen die Glaskugeln mit den Elektroden eingefügt. Die Entladungsröhre wurde mit Wasserstoff gefüllt und für sich mit den gleich langen Elektroden der Elektrisirmaschine verbunden, von denen event. die eine oder die andere zur Erde abgeleitet war. Von Zeit zu Zeit wurde das Galvanometer in den Schliefsungskreis eingeschaltet, um die Constanz der Wirkung der Maschine zu prüfen, und gleichzeitig die Zahl z der Umdrehungen des Triebrades des Hydromotors bestimmt. Das Capillarrohr wurde für die aufeinanderfolgenden Reihen immer weiter verkürzt. Für alle Reihen betrug die Ablenkung des Galvanometerspiegels bei der Umdrehungszahl des Triebrades des Hydromotors $z = 52$ in der halben Minute stets $J = \pm 53$ bis 54.

Reihe II.

Länge 171,5 Mm.

Druck	(y) isol.	+ abgel.	— abgel.
1,1	9	10	10,5
4,1	12	(14)	12
10	15	(13)	16
18,2	17,5	(13,5)	21,3
25,2	18,5	15,4	24,7
31,4	19,5	16,7	27,5
40,2	21,9	18	32
52,6	25	—	35
69,4	26,5	—	41

Reihe III.

Länge 125,5 Mm.

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
0,9	7,5	8,5	8,4
2,2	11,5	9,6	8,2
3,2	12,5	11,5	9,3
7,4	14	11,3	13
10,9	13	10	15,2
18,8	15,5	11,5	18,5
20,2	16	12,2	20,4
32,4	19	15,4	25,4
43,3	20,8	17,5	31,8

Reihe IV.

Länge 86 Mm.

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
0,8	—	—	5,6
3,1	8	9,3	9,3
5,5	11,4	10,2	12,8
8,5	15	10,4	18,5
14,5	13,6	11	18,7
20,1	16,8	11	19
24,5	17,5	12,5	20
34,1	18,9	14,5	26

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
42,7	18,8	16,5	30,8
44,1	19,5	17	31,2
47,9	19,2	17,5	35,5
61	21,8	20	39,5
68,4	23,6	—	—

Reihe V.

Länge 53 Mm.

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
4,2	6,5	8,3	9,6
5,5	8	9,3	10
8,1	10,6	10,6	16,6
10,6	10,7	10,6	19,3
14,2	12,3	9,5	22
16,1	12	10	24,5
17,9	12,6	10,5	25,5
20	13,5	11	—
24	14,5	11	24
29	14,2	14	24
32,7	15	14	25,5
36,2	16	15,5	26,5
43	16	16	28,5
48,4	18	16,5	35
53,4	19,2	17	37,5
68,2	21,8	19,8	45,8

Reihen VI und VII.

Capillarrohr II, innerer Durchmesser 0,73 Mm., Querschnitt 0,418 □Mm.; mit Wasserstoff gefüllt. Die Versuche wurden wie bei den Reihen II bis V ausgeführt. Die Ablenkung des Galvanometerspiegels betrug bei der Umdrehungszahl des Triebrades des Hydromotors $s = 50$ in der Secunde stets $J = 51$.

Reihe VI.

Länge 200 Mm.

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
1,6	7	7	11,8
2,7	10,8	10,2	11,8
6,3	15	13,8	15,5
8,2	16,5	13,5	18,2
11,4	15,5	13,8	21
16,4	15,5	15	23,8
16,4	15	14,8	23,8
18,9	15	14	24
23	17	14,5	25
29,9	18	17	30,2
36	20	18,5	32,3
45	22,8	21,8	35,2
56,8	25,3	—	40
74,3	—	—	46,6

Reihe VII.

Länge 150 Mm.

Druck	isol.	+ abgel.	— abgel.
1,5	9,8	8,8	13,5
2,5	11,5	11,1	15
5,9	17,5	(16,5)	16
7,6	18,2	(16,5)	20
9,7	18	14,5	23,5
13,4	18	15	24,8
18	18	15,5	26,5
25	18,8	17	30,3
28	19,3	17,5	32,5
36	20,8	21,5	38
41,6	23	22,5	39
51	26	(26)	41,3
55,4	29	(30)	43,1
66,4	31	—	46,3
72,4	33	—	48,5

Reihen VIII bis IX.

Capillarrohr II; innerer Durchmesser 0,73 Mm.; Querschnitt 0,418 □Mm. Die Entladungsröhren wurden ganz ähnlich, wie der Entladungsapparat in der Reihe I, in den Stromkreis eingefügt, so dafs also die eine Elektrode derselben abwechselnd mit der positiven oder negativen Elektrode der Elektrisirmaschine verbunden, die andere Elektrode durch das Galvanometer zur Erde abgeleitet war. Die nicht verbundene Elektrode der Elektrisirmaschine war ebenfalls abgeleitet.

Reihe VIII.

Länge des Capillarrohres 150 Mm.

Druck	+abgel	−abgel.	Druck	+abgel.	−abgel.
1	10,5	13	27,2	15,2	29,7
3,2	13	13,5	35,4	17	35,5
6,4	13,3	16,5	41,3	19	37,6
10,1	13,5	20	46,4	(19,5)	38
14,3	13,5	24	52,6	(21,8)	39,5
18,8	13,5	(27)	61,5		44
23	14,2	28			

Reihe IX.

Länge 100 Mm.

Druck	+ abgel.	− abgel.	Druck	+ abgel.	− abgel.
9	12	17	42,2	17,6	38,5 (37,5)
14	12,5	21	48,2	21,3	40,4 (38,3)
19	12,6	23,6	55,4	21,8	43,4 (41,6)
26,7	15,2	30,2	64	23,5	44,5 (42,6)
36,3	16	34,8			

Reihen X bis XIII.

Capillarröhren von 70 Mm. Länge und *verschiedenem Querschnitt*: 1) von kreisförmigem Querschnitt: No. III von 0,75 Mm. Durchmesser und 0,402 □Mm. Querschnitt; No. IV von 1,104 Mm. Durchmesser und 0,957 □Mm. Querschnitt; No. V von 2,10 Mm. Durchmesser und 3,47 □Mm. Querschnitt. 2) No. VI von flachelliptischem Querschnitt, Flächeninhalt desselben 0,441 □Mm. Die

Versuchsmethode war dieselbe, wie bei den Reihen VIII und IX.

Reihe X.

No. III. Durchmesser 0,75 Mm.

Druck	+ abgel.	— abgel.
0,8	6,2	6,8
2,8	8,5	9,5
3,7	12	12,8
5,9	13,8	15
9,3	12,5	17,3
13,9	13	21,4
17,1	—	23,7
19,7	14,5	26
24,3	14,5	28,4
29,4	15,5	30,5
38,2	16,5	32,6
43,5	18	36,2
54,1	20,2	37
58,9	21	40
64,9	22	41,8

Reihe XI.

No. IV. Durchmesser 1,104 Mm.

Druck	+ abgel.	— abgel.
1,8	—	5,2 (4,9)
4,2	(10,5)	10,2 (9,6)
6,4	(10,5)	11,6 (11,0)
9,2	(10,5)	17,2 (16,3)
14,1	(12,5)	21,8 (20,6)
15,1	(12,5)	23,2 (21,9)
19,8	12,5	25,5 (24,1)
27,2	14	27 (25,5)
38,3	16,5	29,2 (27,5)
55,2	18,5	35,5 (33,1)
61,2	20	38,5 (36,3)
71,5	23	45,4 (43,8)

Reihe XII.

No. V. Durchmesser 2,1 Mm.

Druck	+ abgel.	— abgel.
2,2	—	7 (6,1)
5,4	9,4	12,2 (10,7)
11,2	13	16,6 (14,6)
14,5	13,5	20 (17,6)
18	13,5	21,2 (20,4)
25	15,2	26,2 (23,0)
29,3	—	31,2 (28,0)
31,9	21	33 (29,0)
35,7	23,5	35 (31,3)
45,5	32,3	38,3 (33,6)
49,2	33,5	43 (37,7)
60,7	40	54 (47,4)

Reihe XIII.

No. IV. Elliptische Röhre.

Druck	+ abgel.	— abgel.
1,8	12,5	13,5 (11,8)
3,9	13	14,2 (12,4)
9,9	12,5	17,2 (15,0)
12,9	12,5	17,8 (15,5)
17,9	13	21 (19,6)
22,5	15,5	24,9 (21,7)
31,5	16,5	30 (26,2)
38,8	20,5	32,5 (28,3)
45,5	21,5	35,5 (31,0)
55,5	22,5	43,6 (38,9)
68,3	25	49 (42,7)

Reihen XIV bis XV.

Die Capillarröhre (No. III) von 0,402 □Mm. Durchmesser und 148 Mm. Länge wurde zwischen ***verschieden grofse Glaskugeln*** eingefügt, welche die kugelförmigen Aluminiumelektroden von 4 Mm. Durchmesser umgaben. Als abgeleitete Elektrode des Entladungsapparates diente stets dieselbe, welche schon in den früheren Reihen gedient hatte und von einer Glaskugel von 39 Mm. Durchmesser eingeschlossen war. Bei der Reihe XIV war die nicht abgeleitete, mit der Maschine verbundene Elektrode von einer Glaskugel von 50 Mm., bei der Reihe XV von einer solchen von 25 Mm. Durchmesser umgeben.

Reihe XIV.

Glaskugel 50 Mm. Durchmesser.

Druck	+ abgel.	— abgel.
1,6	6,5	10,6 (9,2)
2,2	10	11,5 (10,1)
5,9	14,5	15,5 (13,4)
7,8	15	18 (15,6)
10,6	15	21,5 (18,7)
12,7	15	22,8 (19,8)

Druck	+ abgel.	— abgel.
17,4	16	33,5 —
21,7	20	35 —
25,5	23	32,1 (27,9)
34,3	21	35,5 (30,8)
44,5	23	40,5 (35,2)
49,3	24,5	42,7 (37,1)
54,7	26,5	47,8 (41,3)
73,3	—	52(?) (45,2)

Reihe XV.

Glaskugel 25 Mm. Durchmesser.

Druck	+ abgel.	— abgel.
0,8	12,2	12,5 (10,5)
3,9	—	17 (10,9)
5,3	15	17 (11,4)
6,1	15,8	15 (13,1)
8	16	16,2 (13,6)
10,6	15,8	28,2 (15,3)
13,9	15	19 (16,0)
19,7	15	22 (18,5)
22,3	15	24,5 (20,6)
26,9	15	26 (21,9)
32	16	26,5 (22,3)
36,3	—	28 (23,6)
43,1	—	32,2 (27,1)
45,8	—	35,5 (29,8)

Die Entladungen der letzten Reihe waren, namentlich bei Ableitung der positiven Elektrode, etwas unstät.

Wurde die Richtung der Entladung plötzlich gewechselt, so waren in den ersten Zeiten die Abstände der Entladungen etwas kleiner, wuchsen aber bald zu einer constanten Gröfse an.

Reihen XVI und XVII.

Entladungsapparat ähnlich, wie der in Reihe II benutzte; nur war das Capillarrohr von 150 Mm. Länge und 1 Mm.

Weite fest mit den die Elektroden enthaltenden Glaskugeln verschmolzen.

Die positive Elektrode der Elektrisirmaschine wurde direct mit der einen, die negative unter Einschaltung des Galvanometers mit der anderen Elektrode der Entladungsröhre verbunden. In demselben Rohre wurde Luft und Wasserstoff untersucht. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Scheibe der Elektrisirmaschine blieb stets die gleiche. Die in Klammern der dritten Columne der Tabellen beigefügten Zahlen geben die auf die Intensität 60 reducirten Entladungsabstände.

Reihe XVI.

Luft.

Druck	Intens.	Y	
0,4	62	7,3	(7,4)
1,4	60	10,5	(10,5)
3,2	59	13,3	(13,4)
4,3	62	15,7	(16,2)
7,4	59	17,4	(17,1)
11,2	62	19,3	(19,9)
15,6	58	20,6	(19,9)
18,7	59	21,8	(21,4)
21,3	59	21,9	(21,5)
26,6	58	22,4	(21,6)
30,3	58	34,3	(33,1)
35,5	58	36,8	(35,6)
43,4	56	39,4	(36,7)
47,3	58	40,8	(39,4)
53,5	62	41,1	(42,5)

Reihe XVII.

Wasserstoff.

Druck	Intens.	Y	
0,5	55	7,4	(6,8)
2,3	55	11	(10,1)
5,7	59	10,5	(10,3)
12,3	58	14,5	(14,0)

Druck	Intens.	Y	
18,3	57,8	14,8	(14,3)
25,8	57	16,7	(15,9)
31,9	57	17,3	(16,4)
38,9	57,5	18,4	(17,6)
49	56,5	25	(24,1)
68,8	56,5	33,5	(31,3)

Die vorstehenden Beobachtungsresultate sind zum Theil auf beifolgender Curventafel (Taf. II) verzeichnet, auf welcher die Abscissen die Drucke, die Ordinaten die auf gleiche Stromintensität reducirten Entladungsabstände, wie sie in den Tabellen in Klammern neben den direct beobachteten Werthen angegeben sind, bedeuten. Die Curven sind mit den Nummern der ihnen entsprechenden Reihen bezeichnet.

Aus den vorhergehenden Versuchen folgt zunächst das gleiche Resultat, wie bei der Entladung zwischen zweien in einem gröfseren Raum einander gegenüberstehenden Elektroden. Die Elektricität gleicht sich in einzelnen, äufserst kurze Zeit dauernden Entladungen zwischen den Elektroden aus. Und zwar ist, wenn die gesammten, in der Zeiteinheit durch den Entladungsapparat hindurchgegangenen Elektricitätsmengen gleich sind, die bei Ableitung der positiven Elektrode in jeder Entladung entladene Elektricitätsmenge kleiner als bei Ableitung der negativen Elektrode, so dafs also die zur Einleitung einer Entladung für die positive Elektricität erforderliche Ladung gröfser ist, als für die negative.

Sodann nähert sich bei zunehmenden Drucken die bei jeder Entladung übergeführte Elektricitätsmenge zuerst schnell, dann langsamer einem bestimmten Werth, welcher bei etwa 20 bis 30 Mm. Druck erreicht ist. Bei etwas weiter gesteigertem Druck wächst die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge wesentlich schneller und nimmt dann ziemlich proportional mit dem wachsenden Drucke zu.

Betrachtet man hiebei die äufsere Erscheinung der Entladungen, so breitet sich bei geringen Drucken die positive, wie die negative Entladung zuerst ziemlich gleichmäfsig nach allen Seiten nebelartig aus; bei stärkeren Drucken zieht sie sich gegen die Elektrode nach und nach zusammen, concentrirt sich dabei auf der der verbindenden Glasröhre zugekehrten Seite und bildet so allmählich ein gegen letztere hin sich erweiterndes Conoïd, in welchem indefs bei nicht allzuhohem Druck noch keine Metallentladungen, weder direct noch durch das Spectroskop, wahrzunehmen sind. Dieses Conoïd verdichtet sich bei stärkerem Druck namentlich an der positiven Elektrode auf einen immer kleineren Ausgangspunkt und wird immer dünner, bis es zuletzt einen feinen, scharf gezeichneten, in die Röhre hineinlenkenden Strahl bildet, während die Entladung an der negativen Elektrode immer noch eine etwas breitere Ausdehnung bewahrt. Die Röhre selbst ist von einem hellen Lichtstrahl erfüllt, der bei höheren Drucken Schichtungen zeigen kann. Bei der Ableitung der einen oder anderen Elektrode der Maschine ändern sich die Erscheinungen ein wenig. Im Allgemeinen verengt sich bei Ableitung der negativen Kugel das Conoïd an der positiven Elektrode des Entladungsapparates zu einem feineren Strahl, während an der negativen die nebelartige Entladung um die Elektrode selbst concentrirt und das gegen die Röhre gerichtete Conoïd diffuser und dunkler wird. Bei Ableitung der positiven Elektrode der Maschine wird bei kleinen Drucken das Conoïd an der positiven Elektrode des Entladungsapparates dunkler und diffuser, während an der negativen die nebelartige, nach allen Seiten gehende Entladung mehr conoïdisch gegen die Verbindungsröhre gerichtet und schärfer begränzt erscheint.

Der helle Lichtstrahl im Verbindungsrohr selbst rückt bei Ableitung der positiven Elektroden der Maschine und des Entladungsapparates bei Drucken von etwa 2 Mm. in einem scharf begränzten Strahl ein wenig in die negative

Glaskugel hinein; unter höheren Drucken, wo er bei isolirter Verbindung beider Elektroden des Entladungsapparates mit denen der Maschine bis in die negative Kugel hineinragt, zieht er sich durch Ableitung der positiven Elektrode bis an das Glasrohr, durch Ableitung der negativen Elektrode bis 2 bis 3 Mm. in das Glasrohr hinein und ist dabei stets an seinem Ende scharf begränzt. Bei längeren und engeren Röhren und höheren Drucken (50 Mm.) ist in letzterem Fall nur ein gröfseres oder kleineres Stück des Rohres von der positiven Elektrode an hell beleuchtet, während der der negativen Elektrode zugekehrte Theil des Rohres dunkler erscheint. Die Uebergangsstelle zwischen dem hellen und dunklen Theil rückt bei zunehmendem Druck immer weiter gegen die positive Elektrode vor.

Abgesehen von den oben erwähnten Unregelmäfsigkeiten liegen die Curven, welche für die Röhren von gleichem Querschnitt, aber verschiedener Länge, die Abhängigkeit der Abstände der Entladungen vom Druck darstellen, sehr nahe an einander, so dafs also im Allgemeinen *die für eine Entladung erforderliche Elektricitätsmenge innerhalb gewisser Gränzen von der Länge des die Räume um die Elektroden verbindenden Rohres unabhängig ist.*

Jedenfalls ist eine Proportionalität jener Elektricitätsmengen mit den Längen oder auch nur den Quadratwurzeln der Längen der Verbindungsröhren u. dglm. nicht vorhanden; die Abweichungen der für die verschieden langen Röhren erhaltenen Werthe können sehr wohl von der gröfseren Wechselwirkung der Elektricitäten der Aluminiumkugeln des Entladungsapparates bei gröfserer Annäherung und der etwas abweichenden Form der Entladung, sowie auch von dem nicht ganz gleichen Abfall der freien Spannung in den Röhren herrühren.

Auch *bei verschieden weiten Röhren ändert sich mit Zunahme des Querschnittes die für eine Entladung erforderliche Elektricitätsmenge innerhalb gewisser Gränzen nur*

wenig, sowohl bei den flachen, wie den kreiscylindrischen Röhren. Auch hier können die Abweichungen von der vollständigen Gleichheit darauf zurückgeführt werden, dafs bei den engeren Röhren die positive Entladung sich auf einen kleineren Querschnitt concentriren mufs, und die auf der inneren Wand der Capillarröhren aufgehäuften, auf die Elektrode rückwirkenden Elektricitätsmengen etwas verschieden sind. Endlich zeigen sich auch bei Vergleichung der Resultate der Reihen VIII und XIV die für eine Entladung erforderlichen *Elektricitätsmengen bei verschieden weiten kugelförmigen, die Elektroden umgebenden Glashüllen* innerhalb gewisser Gränzen *nicht bedeutend von dem Radius derselben abhängig*. Nur bei kleineren Glashüllen (Reihe XV) werden jene Elektricitätsmengen kleiner; wie schon an der Form der Entladung ersichtlich ist, in Folge der gröfseren Nähe der in der Verbindungsröhre angehäuften, weniger dichten Elektricitäten.

Endlich sind analog, wie sich schon bei den Entladungen im freien Gasraume ergeben hat, bei gleichem Druck und gleicher Stromintensität *die Entladungsabstände in der Luft gröfser, als im Wasserstoff*.

Die Begründung der soeben mitgetheilten Erfahrungen läfst sich im Allgemeinen aus den schon in der ersten Abhandlung abgeleiteten Sätzen entnehmen.

Werden die Elektroden der Entladungsröhre mit den Zuleitern der Elektrisirmaschine verbunden, so laden sich bald die ihnen gegenüber stehenden Wände der umhüllenden Glaskugeln mit der gleichnamigen Elektricität, die sich mit abnehmender Dichtigkeit auch bis in die Verbindungsröhre der Glaskugeln ausbreitet (s. w. u.).

Bei sehr geringen Drucken des Gases bedarf es zu jeder einzelnen Entladung nur einer geringen Ladung der Elektroden; die Ladung der Glaskugeln kann nur wenig dicht, ebenso der Abfall der Elektricitäten im Verbindungsrohr nur klein seyn. In diesem ist also, nament-

lich nahe den Glaskugeln, die elektrische Dichtigkeit nur wenig von der Dichtigkeit der Elektricität auf letzteren verschieden. So geht die Entladung ziemlich gleichmäfsig nach allen Seiten von den Elektroden aus. Da aufserdem eine gleichmäfsig elektrische Hülle auf einen elektrischen Punkt im Innern nicht wirkt, können die von den Elektroden sich entfernenden elektrisirten Gastheile die Glaskugeln ziemlich vollständig erfüllen. — Wird der Druck stärker, also die zur Entladung erforderliche Elektricitätsmenge gröfser, so fällt von der die Elektrode umgebenden Glashülle die Spannung der Elektricität an den Wänden der Glasröhre schneller bis zur zweiten Elektrode ab, die Elektroden sind nicht mehr überall von nahezu gleichförmig geladenen Wänden umgeben. Hierdurch wird auch die Vertheilung der Elektricität auf der Elektrode vor der Entladung geändert; sie wird bei gleicher Gesammtladung auf der der Röhre zugekehrten Seite dichter. An letzterer Stelle wird also bei weiterer Elektricitätszufuhr eher das zum Beginn der Entladung erforderliche Maximum erreicht, als an den anderen Stellen der Elektrode, und die Entladung geht nur von jener Stelle aus. Da sich aber zugleich dieses Maximum unter gleichen Bedingungen bei dieser Vertheilung an der betreffenden Stelle bei einer kleineren Gesammtmenge der Elektricität herstellt, so mufs, wenn mit gesteigertem Druck jene Stelle immer kleiner wird, die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge immer langsamer wachsen; die Entladungscurve nähert sich also mehr und mehr dem Parallelismus mit der Abscissenaxe; ihre Ordinaten nähern sich einem constanten Werth. Ist endlich die Ausgangsstelle der Entladungen bei zunehmendem Drucke auf ein Minimum beschränkt, so sind bei noch mehr gesteigertem Drucke letzterem entsprechend wieder fortschreitend gröfsere Elektricitätsmengen zum Beginn einer Entladung erforderlich; die Entladungscurve steigt wieder schneller an.

Da nun bei Ableitung der negativen Elektrode überhaupt die zur Erzeugung einer Entladung erforderlichen

Elektricitätsmengen gröfser sind, als bei Isolation beider Elektroden oder Ableitung der positiven, so müssen im ersteren Falle diese Verhältnisse stärker hervortreten, als in den letzteren Fällen.

Kann man die soeben betrachteten secundären Umstände, die Wirkung der im Verbindungsrohr allmählich abfallenden Elektricitäten und die Wechselwirkung der entgegengesetzten Elektricitäten in der Umgebung beider Elektroden, vernachlässigen, so ist die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge bei constantem Druck nur von den Verhältnissen der Umgebung der Elektroden selbst bedingt. Dann mufs diese Elektricitätsmenge von der Länge und dem Querschnitt des Verbindungsrohres unabhängig seyn, wie es die Versuche innerhalb gewisser Gränzen ergeben.

Da endlich die Kraft, welche auf einen elektrisirten Punkt im Innern einer kugelförmigen, im vorliegenden Fall gleichnamig elektrischen Hülle ausgeübt wird, bei gleichförmiger Vertheilung der Elektricität auf der Hülle von dem Radius derselben unabhängig gleich Null ist, so mufs auch, wenn sich die Hülle einmal geladen hat und wenn nicht secundäre Umstände auftreten, die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge von dem Radius der Hülle unabhängig seyn. Diesem Resultat entsprechen im Allgemeinen die Beobachtungen. Dafs bei engeren Hüllen kleinere Elektricitäten erforderlich sind, als diesem Satz entspricht, hat seinen Grund in der gröfseren Nähe der schnell abfallenden Elektricitäten der Verbindungsröhre an der Elektrode, wodurch die oben erwähnten Bedingungen wesentlich abgeändert werden.

Bei verschieden grofsen Elektroden mufs, wenn die Entladung nach allen Seiten gleichmäfsig ausgeht und die Spannung der freien Elektricitäten auf allen Punkten der Elektrode die gleiche ist, die zu jeder einzelnen Entladung erforderliche Elektricitätsmenge der Oberfläche der Elek-

troden proportional seyn, wie dies von Hittorf für cylindrische Elektroden in cylindrischen Glashüllen bewiesen worden ist (s. w. u.).

Wenn es nach den vorliegenden Versuchen feststehen dürfte, dafs die Entladungen durch die Gase stets in einzelnen, sehr kurz dauernden Ausgleichungen bestehen, für deren Beginn bei den entgegengesetzten Elektricitäten eine verschieden starke Ladung erforderlich ist, so erschien es aufserdem nöthig, um die Art, in welcher sich die Elektricitäten in der Gasentladung ausgleichen, noch etwas näher zu ergründen, auch die *Wärmeerzeugung*, zunächst in dem die Glashüllen um die Elektroden verbindenden Glasrohr, zu untersuchen.

Hierzu wurden Entladungsröhren angewendet, welche den S. 42 beschriebenen (Fig. 2, Taf. II) ganz ähnlich waren. Dieselben wurden in den Glaskasten (S. 6) eingelegt. Auf die oberen Ränder des Kastens war mittelst Nuthen quer ein Holzbrett (Fig. 3) aufgelegt und daselbst durch einen den Glaskasten umfassenden Kautschukring festgehalten. Das Brett *A* trug einen aus Holzstäbchen gebildeten Bügel, in dem sich ein verticaler Messingstab *c* verschob. Durch einen in eine verjüngte Stelle desselben eingreifenden Vorreiber *d* konnte der Stab *c* in seiner höchsten Stellung festgehalten werden. Unterhalb trug er einen Messingbügel *e*. Eine Spiralfeder *f* diente dazu, den Bügel abwärts zu drücken. Die verticalen Enden des Bügels waren von viereckigen Löchern durchbohrt, in denen zwischen zwei Elfenbeinkeilen vermittelst seitlicher, die Keile zusammen pressender Schrauben die Enden eines Thermoelementes festgeklemmt waren. Dasselbe bestand aus zwei 0,5 Mm. dicken Drähten von Eisen und Neusilber, welche in die Mitte zwischen den Enden des Bügels mit ihren Querschnitten aneinander gelöthet waren. Die freien Enden der Drähte waren mit Kupferdrähten verlöthet, die zum Galvanometer führten. Die Löthstellen

waren, um ihre Temperatur constant zu erhalten, in ein Glas *g* voll Oel gesenkt. Einer der Kupferdrähte war hiebei mit der Erde verbunden, um die elektrische Ladung des Galvanometers durch die auf der Oberfläche der Entladungsröhren angehäufte Elektricität zu verhindern. Vorläufige Versuche zeigten, dafs die Ableitung, auf welcher Seite der Löthstelle sie auch stattfand, den Ausschlag des Galvanometerspiegels nicht änderte. Ein ⊂förmiges Schutzblech war um das Thermoelement herumgelegt, während es in seiner höchsten Lage war, um es vor der Strahlung von der Entladungsröhre her zu schützen.

Nachdem der Strom der Elektrisirmaschine hinlängliche Zeit durch die Entladungsröhre geleitet war, wurde das Schutzblech entfernt und das Thermoelement auf die Röhre hinabgelassen, die mit seiner Längsaxe einen Winkel von 90° machte.

Bei jedem Versuch wurde der Druck des Gases, die Intensität des Stromes der Elektrisirmaschine, die Zahl der Umdrehungen des Triebrades des Hydromotors, der Abstand der Entladungen und die den Temperaturerhöhungen des Thermoelementes entsprechende Ablenkung des Galvanometerspiegels bestimmt. Ein einfacher Commutator mit Quecksilbernäpfen gestattete hierzu, abwechselnd die eine Elektrode der Entladungsröhre oder die eine Elektrode des Thermoelementes mit dem einen Ende des Drahtes des Galvanometers zu verbinden, während im ersten Fall das andere Ende dieses Drahtes zur Erde, im zweiten mit der zweiten Elektrode des Thermoelementes verbunden war. Mit der endgültigen Bestimmung wurde stets so lange gewartet, bis sich bei wiederholtem Anlegen des Thermoelementes constante Resultate ergaben. Dabei wurde die Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe der Maschine und entsprechend die Stromintensität während des ganzen Versuches möglichst constant erhalten.

Bei der Länge der Zeit (15 bis 20 Minuten), die jeder Versuch vor den definitiven Ablesungen erforderte, war es in Folge der nicht selten vorkommenden, zufälligen

Störungen des Wasserzuflusses zum Hydromotor, der Aenderungen der Stellung des ziemlich stark astasirten Magnetspiegels u. s. f. nicht ganz leicht, sehr genaue Resultate zu erzielen. Indefs stimmten doch wiederholte, unter gleichen Bedingungen angestellte Beobachtungen recht gut miteinander überein.

Die folgenden Tabellen enthalten einige der so gewonnenen Resultate. Die Columnen geben unter p den Gasdruck, unter J die Intensität des Elektricitätsstromes, unter z die Zahl der Umdrehungen des Triebrades des Hydromotors in 30 Secunden, unter t die der Temperaturerhöhung des Thermoelementes entsprechenden Ablenkungen des Galvanometerspiegels, unter y den im rotirenden Spiegel beobachteten Abstand der Entladungen. Die Columnen t_1 und y_1 enthalten die Werthe, welche sich für t und y ergeben würden, wenn die Intensität des Elektricitätsstromes bei 50 Umdrehungen des Triebrades des Hydromotors in 30 Secunden gleich 80 wäre:

$$\left\{t_1 = t\frac{80}{J};\ y_1 = y \cdot \frac{J}{80} \cdot \frac{50}{z}\ (\text{s. w. u.})\right\}.$$

Reihe XVIII.

Die Entladungsröhre war mit Wasserstoff gefüllt. Das Capillarrohr zwischen den die Elektroden enthaltenden Glaskugeln hatte 130 Mm. Länge und 1 Mm. Durchmesser. Beide Elektroden waren isolirt mit der Maschine verbunden, das Galvanometer wurde nur zeitweise in den Entladungskreis eingeschaltet. Die Umdrehungszahl z war constant 50.

p	J	y	y_1	t	t_1
1,1	46	2,3	1,3	17,5	30,4
4,6	44	6,6	3,6	36	65,5
7,5	43	7,6	4,2	56,8	105,6
19,6	43	13,2	7,1	95	176,7
29,6	43	17,7	9,5	130	241,8
42,2	42	22	11,5	155	295,2
52,7	40,5	23,1	11,7	175	345,6
69,5	41	28,8	14,8	226	441

Reihe XIX.

Dasselbe Rohr, gefüllt mit Luft. Andere Einstellung des Galvanometers; daher sind die Beobachtungen nicht mit denen der Reihe XVIII zu vergleichen. Positive Elektrode abgeleitet.

p	J	z	y	y_1	t	t_1
1,2	36,5	48	7,5	3,5	17,5	38,3
2,4	36,2	48	11,2	5,9	23	50,8
3,9	36	48	13,2	6,5	31,5	70,0
7,9	34	48	13,3	5,9	51	120,0
12,6	33	49	13,5*	5,7*	69	167,3
20	34	49	13,5*	5,8*	100	235,3
29	35,5	48	18	8,7	121,5	273,8
36	34	51	32	13,3	136	320,0

* Entladungen *sehr* unstät.

Reihen XX und XXI.

Zwischen die die Elektroden der Entladungsröhre enthaltenden Glaskugeln (s. auf S. 42) war ein Capillarrohr von 1,44 Mm. Durchmesser und 178 Mm. Länge eingesetzt. Die Röhre wurde mit Stickstoff gefüllt. Die Astasirung des Galvanometers war eine andere, wie bei den vorherigen Reihen.

Reihe XX.

p	J	z	y	y_1	t	t_1
3,2	72	48	12	11,2	50	55,5
6,3	72	48	15	14,1	62	70,5
11,1	71	48	16	14,8	85,5	99,0
16,1	69	48	19	17,1	127	147,2
20,4	67,5	47	31,5	28,2	128	151,7
25,5	68,5	48	30?	27,3	140,5	164,1
29,5	70	49	33	29,4	155	177
35	69	48	34	30,5	178,2	206,6
43,6	65,5	48	34	29,0	206	251,7
55	64	48	35	29,2	248	310

Reihe XXI.

p	J	z	y	y_1	t	t_1
3,4	78	49	12,5	12,4	56,5	57,9
8,1	82	52	15,5	15,3	98	95,6
13,8	82	51	15,5	15,6	132	131,8
22,2	76	52	30	27,4	144	151,7
26	80	50	35?	34,8	166,5	166,5
30,4	81,8	51	35,5	35,1	183	178,9
38	77	51	38	35,9	200	207,8
48	73	51	41	36,7	243	266,3

Bei den letzten beiden Beobachtungen der Reihe XX und der letzten der Reihe XXI fand vor der Eintrittsstelle der Elektricität in die Entladungsröhre ein seitliches Ausströmen derselben statt; dem entsprechend ist die Intensität J des Elektricitätsstromes im Rohr selbst verkleinert. Die Beobachtungen der Entladungsabstände y waren ziemlich unsicher.

Reihen XXII und XXIII.

Es wurde derselbe Entladungsapparat, wie für die vorigen Reihen, verwendet; nur wurde die Capillarröhre nach einander auf die Längen 178 Mm. und 106 Mm. gebracht. Der Apparat war mit Wasserstoff gefüllt. Das Galvanometer war unverändert in gleicher Weise astasirt, wie bei den Reihen XX und XXI.

Reihe XXII.

Capillarrohr 178 Mm. lang.

p	J	z	y	y_1	t	t_1
6,7	81,5	50	10	10,2	67	65,8
14,1	82,5	50	10,5	10,8	132	128,0
22	79	51	13,5	13,1	150	151,9
30	78,5	51	14,5	14,0	179	182,4
41,3	80	51	28	27,5	216	216,0
50	77	50	32	30,8	238	247,4
57,8	79	50	35,5	35,0	264	267,4
74	70	51	(?)	(?)	267	305,2

Reihe XXIII.

Capillarrohr 106 Mm. lang.

p	J	z	y	y_1	t	t_1
3,5	86	51	9,5	10	40	37,2
7,7	78	49	8,2	9,6	73	74,9
16	85	49	11,5	12,5	130,5	122,0
23,2	85	48	11,6	12,8	161	152,0
38	83,5	52	15	15,1	218	208,9
48,2	83,5	49	27	28,8	239	229,0
56,7	86	51	32,5	34,3	271	252,2
70,3	83	50	43	44,6	282	271,6

Reihen XXIV und XXV.

Capillarröhren von 1,5 Mm. innerem und 5,6 Mm. äufserem Durchmesser und 177 Mm. und 105 Mm. Länge zwischen den früher angewandten Elektroden. Der Apparat war mit Wasserstoff gefüllt, die positive Elektrode zur Erde abgeleitet. Nach dem Abheben des Thermoelementes von der Capillarröhre wurde zwischen beide kein Schutzblech geschoben, dagegen wurde der ganze, die Röhre und das Thermoelement enthaltende Glaskasten durch hohe Pappwände allerseits gegen etwaige Luftströmungen sorgfältigst geschützt. Es konnte zwar hiebei der Entladungsabstand nicht bestimmt werden, indefs waren die Wärmemessungen dadurch noch regelmäfsiger und sicherer, als in Reihe XXII und XXIII. Die Resultate sind also mit denen der vorigen Reihen nicht vergleichbar.

Reihe XXIV.

Capillarrohr 177 Mm. lang und 1,5 Mm. weit.

p	J	z	t	t_1
4,2	88	52	34	29,5
15,8	88,5	51	93	84,1
30,2	88	52	140	127,3
47,3	82	50	166	162
62,5	82,5	49	193	187
72	79	49	207	210

Reihe XXV.

Capillarrohr 105 Mm. lang und 1,5 Mm. weit.

p	J	z	t	t_1
5,6	85,2	49	35	33
20,2	83	49	97	93
36,4	79,5	47	139	140
52	80	47	163	162
61,5	80	49	186	192
80,6	79	45	212	215

Reihen XXVI und XXVII.

Der Entladungsapparat wie in den vorigen Reihen; nur wurde ein Capillarrohr von 0,74 Mm. innerem und 5,25 Mm. äufserem Durchmesser und resp. 177 und 105 Mm. Länge verwendet. Die Reihe t_{II} enthält die Werthe, welche durch Multiplication von t_I mit dem Verhältnifs der Oberflächen der in Reihen XXVI und XXVII einerseits und der in Reihen XXIV und XXV andererseits verwendeten Röhren erhalten sind, also die Werthe $t_{II} = \frac{5,25}{5,6} t_I$.

Reihe XXVI.

Capillarrohr 177 Mm. lang und 0,74 Mm. weit.

p	J	z	t	t_I	t_{II}
3,5	78	51	43	44	41,3
19,2	75	54	96	102	96,0
34	81,7	51	153	150	140,5
50,7	80	50	183	183	167

Reihe XXVII.

Capillarrohr 105 Mm. lang und 0,74 Mm. weit.

p	J	z	t	t_I	t_{II}
4	73	45	39	43	40,1
14	88,7	52	101	91	85,4
23	88	—	134	122	114,2
40,1	86,2	50	184	173	162
54	86,7	48	224	216,5	193,7
85	75	—	224	239	224

Reihe XXVIII.

Zwischen die die Elektroden umgebenden Glaskugeln wurde ein Capillarrohr von 180 Mm. Länge und 1,5 Mm. innerem und 5,6 Mm. äufserem Durchmesser eingefügt. Die Erwärmung desselben wurde abwechselnd nahe der die positive und der die negative Elektrode enthaltenden Glaskugel gemessen. Die mit der Elektrisirmaschine verbundene Elektrode ist mit *a*, abgeleitete mit *b* bezeichnet.

Elektrode *a*	*p*	*J*	*z*	*t*	t_I	
+	56	91,5	54	160	141	nahe
−	„	87	53	180	165	*a*
−	„	86	52	170	158	nahe
+	„	85	50	147	138	*b*

Reihen XXIX und XXX.

Das zwischen die Elektrodenkugeln eingefügte Capillarrohr bestand aus zwei in einer geraden Linie liegenden und an einem Ende mit einander zusammengeschmolzenen Röhren von je 85 Mm. Länge und (*A*) 1,43 Mm. innerem und 5,5 Mm. äufserem Durchmesser und (*B*) 0,73 Mm. innerem und 5,2 Mm. äufserem Durchmesser. Die negative Elektrode der Elektrisirmaschine war mit der isolirten Elektrode *a* des Entladungsapparates verbunden, die andere Elektrode *b* desselben abgeleitet. Es wurde die Temperaturerhöhung etwa in der Mitte einer jeden der beiden Röhrenhälften bestimmt. Der Werth t_{II} ist $t_{II} = \frac{5,2}{5,5} t_1$.

Reihe XXIX.

Die Hälfte *A* des Capillarrohres an *a*, Hälfte *B* an *b*.

Thermoelement an	*p*	*J*	*t*	t_I	t_{II}
B	17,9	79,2	100	101	95,5
A	17,9	76,5	90	94	—
A	46	70,7	148	157	—
L	46	75,5	155	164	155

Reihe XXX.

Die Hälfte *B* des Capillarrohres an *a*, die Hälfte *A* an *b*.

Thermoelement an	p	J	t	t_I	t_{II}
B	18,6	77	101	105	99,1
A	18,6	75,1	90	93	—
A	36,8	74	140	152	—
B	36,8	72	153	170	160,7

Da der Durchgang der Elektricität durch die Entladungsröhren in einzelnen Entladungen erfolgt, zu deren Beginn eine bestimmte Ladung der Elektroden erforderlich ist, und also die Zahl der Entladungen in der Zeiteinheit der Menge J der in derselben den Elektroden zugeführten Elektricität entspricht, so muſs die unter gleichen Umständen durch die Entladungen erzeugte Wärmemenge J proportional seyn, es läſst sich also die einer bestimmten Intensität J, z. B. 80 entsprechende Wärmemenge t_I durch Multiplication der beobachteten Wärmemenge t mit $80 : J$ berechnen.

Die Temperatur der Capillarröhren wird constant, wenn die durch die Entladungen von Innen zugeführte Wärme der auf der Oberfläche der Röhren ausgestrahlten und an die Luft abgegebenen gleich ist. Da letztere innerhalb der engen Temperaturgränzen bei den Versuchen für die Längeneinheit der Oberfläche der Röhren proportional ist, so erscheinen bei gleicher Wärmezufuhr von Innen die Röhren von geringerem äuſserem Durchmesser d_I heiſser, als die von gröſserem Durchmesser d. Um daher die bei ersteren beobachteten Erwärmungen t_I der Röhren mit denen der letzteren vergleichen zu können, müssen sie mit $\frac{d_I}{d}$ multiplicirt werden. Hierdurch ergeben sich die Werthe t_{II}.

Ein kleiner Fehler ist bei diesen Bestimmungen nicht wohl zu vermeiden, indem die erwärmte Masse des Thermoelementes zu der Masse der Längeneinheit der weiteren

und engeren Röhren nicht ganz in demselben Verhältnisse steht. Bei den geringen Dimensionen der Drähte des Thermoelementes und den nicht bedeutenden Verschiedenheiten der Massen jener Röhren ist aber die betreffende Correction nur unbedeutend.

Die so berechneten Resultate der Reihen XXII bis XXVII sind zum Theil auf beifolgender Tafel unter *D* dargestellt, wo die Abscissen die Drucke p, die Ordinaten die Temperaturen t_I, oder, wo sie besonders berechnet sind, die Temperaturen t_{II} bezeichnen.

Aus diesen und manchen anderen Versuchen lassen sich zunächst direct folgende Resultate ableiten:

Die Temperaturerhöhungen der Capillarröhren nehmen bei gleicher Elektricitätszufuhr mit wachsendem Gasdruck, so wie mit der für jede einzelne Entladung erforderlichen Elektricitätsmenge im Allgemeinen immer langsamer zu.

Dabei ist bei bestimmten mittleren Drucken ein relatives Maximum der Temperaturerhöhungen, ähnlich wie für die zu jeder einzelnen Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen, nicht deutlich zu beobachten. Dagegen nimmt die durch jede einzelne Entladung hervorgebrachte Temperaturerhöhung (const. $t_1 y_1$) zuerst langsamer und zwar in etwas geringerem Verhältnifs, als das Ansteigen des Druckes, bis zu dem Drucke zu, bei welchem auch das relative Maximum der Entladungsabstände erfolgt; bei höherem Druck nimmt die Temperaturerhöhung durch jede Einzelentladung viel schneller zu, als vorher, aber nahezu proportional der Zunahme des Druckes.

So lange bei geringeren Drucken die zur Erzeugung einer Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen im Stickstoff und Wasserstoff unter sonst gleichen Umständen von einander wenig verschieden sind, sind es ebenso auch die Temperaturerhöhungen der Capillarröhren. Bei höheren Drucken, bei welchen für jede Entladung im Stickstoff gröfsere Elektricitätsmengen erforderlich sind,

als im Wasserstoff, ist auch die Temperaturerhöhung in ersterem bedeutender.

Unter sonst gleichen Bedingungen ist ***die Erwärmung jedes einzelnen Querschnittes eines kürzeren oder längeren Capillarrohres,*** welches zwischen die die Elektroden umgebenden weiteren Glashüllen eingeschaltet wird, ***nahezu die gleiche***, selbst wenn die Längen im Verhältnifs von 1 : 1,78 geändert werden. Dabei ist die äufsere Erscheinung der Entladung an den Elektroden bei längeren und kürzeren Capillarröhren unter sonst gleichen Verhältnissen kaum von einander verschieden.

Bei längeren Röhren nimmt indefs die Erwärmung von der mit der Elektrisirmaschine verbundenen gegen die abgeleitete Elektrode hin ein wenig ab (Reihe XXVIII). Bei relativ sehr langen Röhren tritt dieſs namentlich hervor, wenn die isolirte Elektrode der Röhren positiv geladen ist. Man bemerkt sodann, wie wir schon erwähnten, einen mit starken Drucken immer weiter von der Seite der abgeleiteten Elektrode sich im Capillarrohr ausbreitenden dunklen Raum, dessen Temperatur wesentlich niedriger ist, als die der helleren Stellen.

Aus diesem Grunde wurde auch bei den meisten der oben erwähnten vergleichenden Versuche die positive Elektrode der Entladungsröhren zur Erde abgeleitet.

Röhren von verschiedenem innerem, aber gleichem äufserem ***Durchmesser erhalten in gleichen Zeiten*** durch die Entladungen unter sonst gleichen Umständen ***nahezu gleiche Wärmemengen***, selbst wenn der Querschnitt des Entladungsraumes im Verhältnifs von 1 : 4 zunimmt. Dieſs zeigt sich sowohl bei nach einander folgender Einschaltung verschieden weiter Capillarröhren zwischen die Elektroden, als auch bei Einschaltung eines an verschiedenen Stellen ungleich weiten Rohres zwischen dieselben.

Bei anderen Versuchen wurde der Einfluſs der Erwärmung auf die Entladungserscheinungen untersucht. Der Entladungsapparat bestand dabei aus zwei conaxialen,

12 Mm. weiten und 70 Mm. langen cylindrischen Glasröhren, die durch ein 115 Mm. langes und 1 Mm. weites Capillarrohr verbunden waren. In den Axen der weiteren Glasröhren waren Platindrähte als Elektroden angebracht, die an ihren, dem Capillarrohr zugekehrten Enden mit kleinen Glaskuppen bedeckt waren. Die Röhren waren mit Stickstoff oder Wasserstoff gefüllt. Die Zahl der Entladungen in denselben wurde in der früher angeführten Art gemessen. Dieselbe änderte sich kaum, als die Hüllen um die Elektroden oder das Capillarrohr schwach erhitzt wurden. Wurde aber letzteres *stark* erhitzt, wenn auch noch nicht bis zum Glühen, so nahm bei gleicher Elektricitätszufuhr die Zahl der Entladungen in der Zeiteinheit stark zu (z. B. im Verhältnifs von 7 : 12). Dann erschien die erhitzte Stelle nicht mehr röthlich oder bläulich, sondern hellgelb gefärbt, und mit dem Spectroskop war daselbst in dem vorher reinen Wasserstoff- oder Stickstoffspectrum die Natriumlinie sehr hell sichtbar. Im rotirenden Spiegel zeigten sich an der erhitzten Stelle nur die einzelnen, scharf von einander getrennten Entladungen gelb gefärbt, so dafs also ein dauerndes Glühen der natriumhaltenden Glaswand nicht eintrat. Zugleich breitete sich während der Entladungen das gelbe Natriumlicht *nicht* über die stark erhitzte Stelle der Röhren aus.

Bei stärkerer Erhitzung des Raumes um die eine oder die andere Elektrode erschien auch nur an der die Platindrähte vorn bedeckenden Glaskuppe oder unmittelbar auf denselben gelbes Natriumlicht, welches sich aber ebenfalls nicht ausbreitete. Dabei wurden die Abstände der Entladungen gröfser (z. B. im Verhältnifs von 10 : 13). Wurde aber der zur Luftpumpe führende Hahn geöffnet, so dafs sich die durch die Erwärmung erzeugte Steigerung des Luftdrucks wieder ausgleichen konnte, so fiel der Entladungsabstand wieder auf das frühere. Also selbst bei Temperaturerhöhungen bis nahe zum Schmelzen des Glases ändert sich die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge nicht merklich.

Es wurde ferner die elektroskopische Ladung der Capillarröhren untersucht, welche zwischen die die Elektroden umgebenden Glashüllen geschaltet waren, indem an verschiedene Stellen derselben ein Metallplättchen gelegt wurde, welches durch einen dünnen Draht mit dem Goldblatt eines Fechner-Bohnenberger'schen Elektroskopes in Verbindung stand.

Wurde nur die eine Elektrode des Rohres geladen, die andere abgeleitet, so zeigte das ganze Capillarrohr die Elektricität der isolirten Elektrode in abnehmender Stärke gegen das abgeleitete Ende. Die die abgeleitete Elektrode umgebende Glaskugel erschien nicht geladen.

Wenn beide Elektroden der Entladungsröhre isolirt mit den Kämmen der Elektrisirmaschine verbunden und die Hähne an beiden Enden des Entladungsapparates geschlossen waren, so war die der positiven Elektrode zugekehrte Hälfte der Capillarröhre positiv, die der negativen Elektrode zugekehrte negativ geladen; in der Mitte lag ein Indifferenzpunkt.

Wurde eine Stelle des Capillarrohres ableitend berührt so änderte sich die Vertheilung des Lichtes in demselben kaum, wenn die Elektroden des Entladungsrohres beide isolirt mit der Maschine verbunden oder auch die positive Elektrode abgeleitet war. War indefs die negative Elektrode abgeleitet, so zeigte sich bei engen und langen Röhren unter dem ableitenden Draht eine gegen die Seite der isolirten positiven Elektrode sich ausbreitende dunkele Stelle, die um so länger war, je weiter die Ableitungsstelle gegen die abgeleitete Elektrode hin vorgeschoben wurde.

Die äufsere Erscheinung der Entladungen bei Isolation beider oder Ableitung einer Elektrode stimmt im Allgemeinen mit den Folgerungen überein, die aus der ungleichen Ladung der Elektroden und der ungleichen Ausbreitung der Entladung an beiden Elektroden abzuleiten

sind. Für den Uebergang der Elektricitäten in Entladungsröhren tritt hierzu noch die Wirkung der auf den Glaswänden angehäuften freien Elektricitäten wie dies u. A. die folgenden Versuche zeigen.

In einem cylindrischen Rohr von etwa 10 Mm. innerem Durchmesser und 30 Ctm. Länge, an dessen Enden sich die etwa 3 bis 4 Mm. im Durchmesser haltenden kugelförmigen Elektroden befinden, kann die Wechselwirkung der Ladungen der letzteren ziemlich vernachlässigt werden.

Bei Isolation der Elektroden breitet sich die *zuerst* aus der negativen Elektrode ausströmende Elektricität bei sehr schwachen Drucken auf der Glaswand bis zu der positiven Elektrode hin aus, wie sich durch elektroskopische Versuche nachweisen läfst. Die nach Herstellung dieser Vertheilung von letzterer Elektrode ausgehende Entladung erfüllt sofort das Rohr in seinem ganzen Querschnitt, indem sie sich sogleich bis zur entgegengesetzt geladenen Röhrenwand ausdehnt. In der Nähe der negativen Elektrode contrahirt sich die Entladung zu derselben hin und ist von der die Elektrode auf einen etwa 2 Mm. weiten Raum umgebenden Lichthülle durch einen kleinen, der Elektrode concentrischen dunklen Raum getrennt.

Bei stärkerem Gasdruck, bei dem die von der positiven Elektrode auf die Glaswand bei jeder Entladung übergehenden Elektricitätsmengen bedeutender sind, erstreckt sich die negative Ladung der Glaswand nur bis etwa 6 bis 8 Ctm. von der positiven Elektrode, die positive Entladung bleibt in Folge dessen nahe derselben mit etwas gröfserer Helligkeit ziemlich eng contrahirt in der Mitte des Rohres und breitet sich erst allmählich gegen die Wand durch den ganzen Querschnitt aus. Bei Ableitung der negativen Elektrode, bei welcher sich die ganze Röhrenwand mit abnehmender Stärke von der positiven Elektrode an positiv ladet, durchzieht entsprechend die positive Entladung als heller Lichtstreifen eine gröfsere Länge der Axe des Rohres, und nur schwach breitet sich daneben, sich erweiternd gegen die negative Elektrode hin, die

Entladung zur Röhrenwand aus. Bei Ableitung der positiven Elektrode ist die Erscheinung dagegen nicht sehr von der bei Isolation beider Elektroden verschieden; nur geht die Entladung an der positiven Elektrode etwas schneller zur Röhrenwand.

In den Entladungsapparaten mit Capillarröhren zwischen den die Elektroden umgebenden Glashüllen gestalten sich die Vorgänge ganz analog, nur dafs in Folge der Form des Apparats die Verhältnisse noch complicirter werden, und die Vertheilung der Elektricität im Einzelnen noch schwieriger zu verfolgen ist.

(Schluſs im nächsten Heft.)

III. *Ueber die specifische Wärme des Cers, Lanthans und Didyms;* *von Dr. W. F. Hillebrand.*

Die nachfolgenden Versuche sind mit dem von Dr. Norton und mir elektrolytisch abgeschiedenen Metallen [1]), unter freundlicher Leitung von Prof. Bunsen, mit dessen Eiscalorimeter ausgeführt.

Die gröſseren bis zu 6 Gramm schweren Reguli, welche man durch Elektrolyse erhält, sind am reinsten, da sie nicht, wie die in der geschmolzenen Chloridmasse herabfallenden kleineren Kugeln mit den Thonzellenwänden in Berührung kamen und keine aus diesen reducirte fremde Körper in sich aufnehmen konnten. Obwohl es daher angezeigt war die gröſseren Metallstücke zur Untersuchung zu benutzen, habe ich doch Anstand genommen, diese schönen Präparate zu zerstückeln und es vorgezogen, die kleineren weniger reinen Metallkugeln, nachdem ihre spe-

1) Diese Ann. Bd. CLVI, S. 466.

cifische Wärme ermittelt war, auf ihre Verunreinigungen zu untersuchen und diese Verunreinigungen, welche nur Fehler zweiter Ordnung herbeiführen, mit in Rechnung zu ziehen.

Da die zu untersuchenden Metalle sich leicht an der Luft oxydiren und das Wasser zersetzen, so war es nöthig dieselben in eine Glashülle einzuschliefsen. Es war daher zunächst die Wärmemenge in Scalentheilen zu ermitteln, welche ein Gramm des benutzten Glases bei seiner Abkühlung von 1° C. auf 0° C. abgiebt. Diese Wärmemenge W_g [1]) ergiebt sich mit Hülfe der Gleichung

$$W_g = \frac{T}{G_g t}$$

aus folgenden Versuchen:

		I.	II.
Gewicht des Glases . . .	G_g	1,3287	1,8425
Erhitzungstemperatur . . .	t	99°,89	99°,804
Dauer des Versuches . . .	$M_1 - M_0$	90′	80′
Scalengang vor dem Versuche	$\frac{\tau_0}{m_0}$	0,16	0,13
Scalengang nach dem Versuche	$\frac{\tau_1}{m_1}$	0,14	0,233
Nach der Calibrirung corrigirter Scalenausschlag . . .	$Q_0 - Q_1$	371,7	522,2
Nach $\frac{\tau}{m}$ corrigirter Scalenausschlag	T	385,2	536,72

W_g aus Vers. I $= 2{,}902$
W_g aus Vers. II $= 2{,}919$
W_g im Mittel $2{,}9105.$

Für die zur Berechnung der specifischen Wärme S benutzte Formel [2])

$$S = \frac{\frac{T}{t} - (W_g G_g + W_l G_l)}{W_m G_m} \quad . \quad . \quad . \quad (1),$$

1) Diese Ann. Bd. CXLI, S. 19.
2) Diese Ann. Bd. CXLI, S. 23.

worin G_g das Gewicht der Glashülle, G_m das Gewicht des zu dem Versuche benutzten Metalls, G_l das Gewicht der in der Glashülle neben dem Metalle miteingeschlossenen Luft bedeutet, bedarf es keiner besonderen Bestimmung von W_m, da dasselbe Eiscalorimeter benutzt wurde, für welches von Prof. Bunsen für seine Versuche der Werth

$$W_m = 14{,}657$$

bereits bestimmt war.

W_l ist die in Scalentheilen ausgedrückte Wärmemenge, welche ein Gramm atmosphärische Luft bei ihrer Abkühlung von 1° C. auf 0° C. abgiebt. Diese Wärmemenge ist durch die Gleichung

$$W_l = W_m S_l$$

gegeben, worin S_l die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen bedeutet. Setzt man $S_l = 0{,}1668$, so ergiebt sich

$$W_l = 2{,}445.$$

Um G_l zu bestimmen, wurde das äufsere Volumen V der zugeschmolzenen das Metall enthaltenden Glashülle durch Eintauchen derselben in einen graduirten, mit Wasser gefüllten Mefscylinder in Cubikcentimetern bestimmt. Nennt man G_g das Gewicht der Glashülle, s_g das specifische Gewicht derselben, ferner G_m das Gewicht des in der Glashülle befindlichen Metalls und s_m das specifische Gewicht desselben, ferner t und P die Temperatur und den Druck der Luft in der Glashülle beim Zuschmelzen derselben, so ist

$$G_l = \frac{\left(V - \frac{G_g}{s_g} - \frac{G_m}{s_m}\right) P}{773(1 + 0{,}00366\,t)\,0{,}760} \quad \ldots \quad (2).$$

A. Specifische Wärme des Didyms.

Die Elemente zur Berechnung von G_l aus Formel (2) waren

$V = 1{,}17$ $\quad s_g = 2{,}5$

$G_g = 0{,}2445$ $\quad s_m = 6{,}544$

$G_m = 1{,}844$ $\quad t = 40°$

$P = 0{,}759$

und daher

$$G_l = 0{,}00080.$$

Die Versuche mit dem Eiscalorimeter gaben:

	Gewicht des Didyms in Grm.	Gewicht der Glashülle in Grm.	Gewicht der Lufthülle in Grm.	Erhitzungstemperatur °C.	Dauer des Versuchs	Scalengang vor dem Versuche	Scalengang nach dem Versuche	Scalenausschlag nach Calibrirungstabelle	Scalenausschlag nach $\frac{\tau}{m}$ corrigirt
	G_m	G_g	G_l	t	$M_1 - M_0$	$\frac{\tau_0}{m_0}$	$\frac{\tau_1}{m_1}$	$Q_0 - Q_1$	T
Vers. I	1,8440	0,2445	0,00089	99°,90	50′	—0,072	—0,035	199,5	196,8
Vers. II	1,8440	0,2445	0,00089	100°,10	70′	—0,117	—0,090	204,7	197,45

Die specifische Wärme des untersuchten Didyms ist daher

nach Vers. I	0,04649
nach Vers. II	0,04557
im Mittel	0,04653.

Die bisher angenommenen Atomgewichte der sogenannten seltenen Erden, sind niemals direct bestimmt, sondern nur aus der Sättigungscapacität ihrer Salze berechnet worden. Diese Berechnung setzt eine durch keine Thatsache bisher bewiesene Hypothese voraus, die Hypothese nämlich, daſs der Sauerstoffgehalt dieser Erden den dritten Theil des Sauerstoffs der mit ihnen zu einem neutralen Salze verbundenen Schwefelsäure ausmacht. Zeigten diese Salze in ihrer Zusammensetzung ein den Uranoxydsalzen analoges Verhalten, so würde die anstandslos allgemein angenommene procentische Zusammensetzung dieser Erden völlig unrichtig seyn. Um die Richtigkeit der fraglichen Hypothese zu prüfen, schien es daher von besonderem Interesse den Sauerstoffgehalt des Didymoxyds direct festzustellen. Es werden zu diesem Zweck 0,9071 Grm. der Didymprobe, welche zur Bestimmung der specifischen Wärme des Metalls gedient hatte, unter allen Vorsichtsmaaſsregeln, die einen Verlust durch Verspritzen unmöglich machten, in Salpetersäure in der Kälte gelöst und die Lösung in einem Platintiegel unter Beobachtung gleicher Vorsicht abgedampft und geglüht. Das Gewicht des gebildeten Oxyds betrug 1,0626 Grm. und änderte sich bei dem Glühen in einer Wasserstoffatmosphäre nicht. In Chlorwasserstoffsäure gelöst und abgedampft, hinterlieſs dasselbe bei dem Wiederauflösen in Salzsäure und Wasser 0,0071 Grm. Kieselerde.

Die erhaltene Lösung wurde mit Ammoniak gefällt und der Niederschlag (*A*) abfiltrirt, die abfiltrirte Flüssigkeit gab abgedampft und geglüht einen Rückstand der 0,0028 Grm. wog und sich als Didymoxyd erwies.

Der Niederschlag *A* gab im feuchten Zustande mit Oxalsäure längere Zeit digerirt ein oxalsaures Salz, aus dem durch Glühen 1,0640 Grm. Didymoxyd erhalten

wurde, und eine Flüssigkeit, aus welcher nach dem Abdampfen und Glühen noch 0,0044 Grm. Thonerde erhalten wurden. Das Didymoxyd in Chlorid verwandelt und im elektrischen Funken vor dem Spectralapparat geprüft, zeigte schwache Linien des Lanthans, dessen Menge aber nicht bestimmt werden konnte und daher bei den nachfolgenden Betrachtungen aufser Acht gelassen ist.

Alle diese Versuche wurden in Platingefäfsen und mit Reagentien ausgeführt, die zuvor sorgfältig auf die Abwesenheit jeder Verunreinigung untersucht waren. Bei allen Wägungen wurden, um den Einfluſs der durch die Platintiegel verdrängten Luft verschwindend klein zu machen, Taren von Platin auf die für die Gewichtsstücke bestimmte Waagschale gelegt.

Demnach ist die Zusammensetzung des aus dem Metall erhaltenen Oxyds in 100 Theilen:

	1.
Didymoxyd	98,701
Kieselerde	0,668
Eisenoxyd	0,414
Thonerde	0,179
Verlust	0,038
	100,000

und die Zusammensetzung des Metalls selbst

	2.
Didym	99,181
Silicium	0,368
Eisen	0,339
Aluminium	0,112 .
	100,000.

Diesen Analysen zufolge enthielten die zu denselben verwandten 0,9071 Grm. Metall 0,8997 Grm. Didym und gaben nach Abzug der in den 1,0626 Grm. Oxyd enthaltenen Verunreinigungen 1,0488 Grm. reines Didymoxyd. Die durch diese directe Analyse gefundene Zusammensetzung des Didymoxyds ist daher

	3.
Didym	85,78
Sauerstoff	14,22.

Der aus P. T. Cleve's [1]) Analysen des schwefelsauren Didymoxyds hypothetisch nach der Sättigungscapacität abgeleitete procentische Sauerstoffgehalt des Didymoxyds ist 14,04, also sehr nahe mit dem direct gefundenen übereinstimmend. Noch genauer würde die Uebereinstimmung seyn, wenn der Lanthangehalt des Didyms hätte ermittelt werden können.

Zieht man die geringen Verunreinigungen, welche das zu den Versuchen benutzte Metall der vorstehenden Analyse zufolge enthält, mit in Betracht, so läfst sich daraus der Werth für die specifische Wärme des reinen Didymmetalls ableiten:

Es seyen die in der Einheit des untersuchten Metalls enthaltenen Gewichte des Didyms d, des Kiesels k, des Eisens e, des Aluminiums a, ferner die specifischen Wärmen dieser Körper der Reihe nach s_d, s_k, s_e, s_a und die gefundene specifische Wärme des untersuchten unreinen Metalls S, so ist

$$ds_d + ks_k + es_e + as_a = S$$

und demnach

$$\frac{S - ks_k - es_e - as_a}{d} = s_d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3);$$

substituirt man die Werthe

$d = 0{,}99181$	$S = 0{,}04653$
$k = 0{,}00368$	$s_k = 0{,}175$
$e = 0{,}00339$	$s_e = 0{,}114$
$a = 0{,}00112$	$s_a = 0{,}214$

in diese Gleichung, so erhält man für die specifische Wärme des reinen Didyms den Werth

0,04563.

Legt man dem Didymoxyd die Formel DiO bei, so ergiebt sich aus der Analyse 3 für das Atomgewicht des Didyms der Werth

1) Abhandl. d. schwedischen Acad. Bd. 2, No. 6.

96,52 [1])

und für die Atomwärme desselben die Zahl

4,40,

welche von der Atomwärme der übrigen Elemente so erheblich abweicht, dafs die Formel DiO völlig unzulässig erscheint. Nimmt man dagegen in Einklang mit neueren Ansichten für das Oxyd die Formel Di_2O_3 an, so erhält das Didymatom den anderthalbfachen Werth obiger Zahl, nämlich

144,78

und seine Atomwärme wird dann

6,60,

welche Zahl in befriedigenster Weise mit dem Dulong-Petit'schen Gesetze übereinstimmt.

Das Oxyd des Didyms ist daher unzweifelhaft ein dreisäuriges Sesquioxyd.

B. Specifische Wärme des Lanthans.

Zur Bestimmmung von G_t dienten folgende Elemente:

	Vers. I.	Vers. II.
V	= 0,60	1,00
G_1	= 0,1721	0,2154
G_n	= 0,8911	1,6828
s_1	= 2,5	2,5
s_n	= 6,049	4,049
t	= 40°	40°
P	= 0,756	0,758

Durch Substitution derselben in Formel (2) ergiebt sich:

für Vers. I $G_t = 0{,}00043$
für Vers. II $G_t = 0{,}00071$.

Die Rechnungselemente zur Bestimmung der specifischen Wärme waren folgende:

1) O = 16.

	Gewicht des Lanthans in Grm.	Gewicht der Glashülle in Grm.	Gewicht der Lufthülle in Grm.	Erhitzungstemperatur °C.	Dauer des Versuches	Scalengang vor dem Versuche	Scalengang nach dem Versuche	Scalenausschlag nach Calibrirungstabelle	Scalenausschlag nach $\frac{\tau}{m}$ corrigirt
	G_m	G_g	G_l	t	$M_1 - M_0$	$\frac{\tau_0}{m_0}$	$\frac{\tau_1}{m_1}$	$Q_0 - Q_1$	T
Vers. I	0,8911	0,1721	0,00043	99°,76	49′	0,105	0,11	104,5	109,77
Vers. II	1,6828	0,2154	0,00071	99°,69	50′	0,058	0,08	174,6	178,05

Daraus folgt die specifische Wärme des Lanthans

nach Vers. I 0,04582
nach Vers. II 0,04692
Im Mittel 0,04637.

Das zu diesen Versuchen benutzte Lanthanmetall war ebenfalls nicht ganz rein; es stammte aus dem rückständigen Lanthanchlorür, aus dem die gröfseren Lanthanreguli bereits abgeschieden waren und in welchem, da das Lanthan viel leichter als das Didym durch den Strom abgeschieden wird, die vorhandenen Spuren von Didym sich concentrirt hatten.

0,8911 Grm. derselben Probe, welche zu den vorstehenden Versuchen benutzt war, gaben mit Salpetersäure oxydirt 1,0516 Grm. Lanthanoxyd, aus dem nach dem Auflösen in Salzsäure, Abdampfen und Wiederauflösen 0,0054 Grm. Kieselerde abgeschieden wurden.

Aus der Flüssigkeit wurden sämmtliche Oxyde als Hydrate durch Ammoniak gefällt und abfiltrirt; die abfiltrirte Flüssigkeit gab nach dem Abdampfen und Glühen noch einige Milligramm Lanthanoxyd, welches der später bestimmten Hauptmasse des Lanthanoxyds hinzugefügt wurde. Durch Digestion der Oxydhydrate mit Oxalsäure wurde einerseits ein unlöslicher weifser Rückstand von oxalsaurem Lanthan und Didym, der nach dem Glühen sammt dem vorher besprochenen kleinen Rückstand 1,0276 Grm. didymhaltiges Lanthanoxyd gab, und andererseits eine Lösung erhalten, die nach dem Abdampfen und Glühen einen Rückstand hinterliefs, welcher aus 0,0156 Grm. Eisenoxyd, 0,0026 Grm. Thonerde und noch 0,0004 Grm. Lanthanoxyd bestand.

Das dem Lanthanoxyd beigemischte Didymoxyd wurde mittelst der von Prof. Bunsen[1]) zuerst angewandten photometrischen Spectralanalyse bestimmt.

Ich bereitete zu diesem Zweck eine Lösung, die in V_1 Cubikcentimetern g_1 Grm. reines lanthanfreies Didymoxyd in Form des schwefelsauren Salzes enthielt. Das 1,0276 Grm. betragende auf seinen Didymgehalt zu prüfende Lanthanoxyd wurde darauf in Schwefelsäure gelöst und allmählich mit so viel Wasser gemischt, dafs beide Lösungen in gleich dicken Schichten vor dem Spectralapparat geprüft, Didym-

1) Liebig's Ann. Bd. CXXXVII, Jahrg. 1866, S. 30.

streifen von gleicher Helligkeit zeigten. Als dieser Punkt erreicht war, wurde das Volumen der Flüssigkeit V abgelesen. Aus diesen Daten erhält man den Didymgehalt g mittelst der Gleichung

$$\frac{V}{V_1} g_1 = g.$$

Der Versuch gab

$$V_1 = 25{,}7 \text{ cbc.}$$
$$V = 23{,}5 \text{ cbc.}$$
$$g_1 = 0{,}0520.$$

Die gefundenen 1,0180 Grm. Lanthanoxyd enthielten daher 0,0476 Didymoxyd.

Die aus dem in Salpetersäure gelösten Metall erhaltenen Oxyde bestanden daher in 100 Theilen aus

Lanthanoxyd	93,23
Didymoxyd	4,52
Eisenoxyd	1,49
Kieselerde	0,51
Thonerde	0,25
	100,00.

Da dem oben angeführten Oxydations-Versuch des Lanthanmetalls zufolge diese 100,0 Oxyde 84,737 unreinem Lanthanmetall entsprechen, welches nach Abzug der aus der Analyse berechneten Metallverunreinigungen 79,431 reines Lanthan enthalten, obige 100,0 Oxyde aber der Analyse zufolge 93,229 reines Lanthanoxyd enthalten, so ergiebt sich folgende direct gefundene Zusammensetzung des reinen Oxyds

Lanthan	85,20
Sauerstoff	14,80
	100,00.

Aus Cleve's [1]) Analysen des schwefelsauren Lanthanoxyds, welche derselbe zur Feststellung des Lanthanatoms mit grofser Sorgfalt ausgeführt hat, erhält man unter Zugrundelegung der Hypothese, dafs der Sauerstoffgehalt

1) Abhandlung d. Schwedischen Akad. Bd. 2, No. 6.

des Oxyds ein Drittel von dem Sauerstoffgehalt der damit verbundenen Schwefelsäure beträgt, folgende mit der direct gefundenen fast identische Zusammensetzung:

Lanthan	85,29
Sauerstoff	14,71
	100,00.

Für die zur Bestimmung der specifischen Wärme benutzte Probe giebt die Analyse folgende Zusammensetzung [1])

Lanthan	93,74
Didym	4,59
Eisen	1,23
Silicium	0,28
Aluminium	0,16
	100,00.

Demnach ergiebt sich mit Hülfe der Formel (3) folgender Werth für die specifische Wärme des reinen Lanthans

0,04485

und, wenn man das Atom des Lanthans der Formel La_2O_3 entsprechend mit Cleve zu 139 annimmt, folgende Atomwärme desselben

6,23,

während mit Zugrundelegung der Formel LaO im Widerspruch mit dem Dulong-Petit'schen Gesetze dieselbe

4,15

seyn würde.

1) Die Zusammensetzung einer reineren Probe nach einer in diesen Annalen Bd. CLVI, S. 476 angeführten Analyse ist folgende:

Lanthan	99,16
Didym	0,52
Eisen	0,22
Silicium	0,10
	100,00.

A. a. O. ist in Folge eines Rechnungsfehlers, die procentische Zusammensetzung nicht ganz richtig angegeben.

Das Oxyd des Lanthans muſs daher ebenfalls als ein dreisäuriges Sesquioxyd betrachtet werden.

C. Specifische Wärme des Cers.

Um die mehrere Gramm schweren Reguli unversehrt zu erhalten, wurden auch zu diesen Bestimmungen kleinere Metallkugeln benutzt, die aus nicht ganz didymfreien Rückständen der Cergewinnung stammten und daher nicht frei von Verunreinigungen waren. Der Werth der Constante G_t, welche aus folgenden Elementen

$V = 1{,}17$	$s_t = 2{,}5$
$G_t = 0{,}1601$	$s_m = 6{,}728$
$G_m = 2{,}0935$	$t = 40^0$
	$P = 0{,}759$

abgeleitet ist, ergiebt sich zu

$$G_t = 0{,}00089.$$

Die Versuche mit dem Eiscalorimeter gaben:

	Gewicht des Cers in Grm.	Gewicht der Glashülle in Grm.	Gewicht der Lufthülle in Grm.	Erhitzungstemperatur ° C.	Dauer des Versuchs	Scalengang vor dem Versuche	Scalengang nach dem Versuche	Scalenausschlag nach Calibrirungstabelle	Scalenausschlag nach $\frac{\tau}{m}$ corrigirt
	G_m	G_g	G_l	t	$M_1 - M_0$	$\frac{\tau_0}{m_0}$	$\frac{\tau_1}{m_1}$	$Q_0 - Q_1$	T
Vers. I	2,0935	0,1601	0,00089	99°,70	60′	0,060	0,067	184,0	187,81
Vers. II.	2,0935	0,1601	0,00089	94°,93	60′	—0,040	—0,026	188,4	186,42

Diese Rechnungselemente geben für die specifische Wärme des untersuchten Cers

nach Vers. I 0,04613
nach Vers. II 0,04554
im Mittel 0,04583.

Um die Zusammensetzung des untersuchten Metalls zu ermitteln, wurden 0,7946 Grm. desselben in Salpetersäure gelöst und das erhaltene salpetersaure Salz geglüht; das hinterbleibende Ceroxyd wog 0,8768 Grm.; durch Behandlung mit concentrirter Schwefelsäure und wiederholtes Abdampfen mit schwefliger Säure gab dasselbe 1,6303 wasserfreies schwefelsaures Ceroxydul, das bei dem Auflösen einen Rückstand hinterliefs, der aus 0,0031 Kieselerde und 0,0127 Eisenoxyd bestand und sich als frei von Ceroxyd und Thonerde erwies. Der Gehalt an Didym wurde wie oben spectralanalytisch bestimmt und betrug 0,0332 Grm. Das schwefelsaure Ceroxydul, in Cerchlorür verwandelt und im elektrischen Funken vor dem Spectralapparat geprüft, zeigte nur einzelne sehr schwache Linien des Lanthanspectrums. Das durch Oxydation des Cers erhaltene Ceroxyd enthielt daher in 100 Theilen

Ceroxyd	94,98
Didymoxyd	3,40
Eisenoxyd	1,30
Kieselerde	0,32
	100,00.

Da 0,9768 Grm. dieses unreinen Ceroxyds aus 0,7946 Grm. unreinem Cermetall erhalten wurden, so müssen in den vorstehenden 100 Grm. Oxyd 81,347 Grm. des unreinen Cermetalls vorhanden seyn. Zieht man von diesen die in den Verunreinigungen enthaltenen Metalle ab, so ergiebt sich in obigen 94,98 Grm. des reinen Ceroxyds 77,362 Grm. reines Cermetall.

Die direct gefundene Zusammensetzung der geglühten durch Oxydation mit Salpetersäure aus dem reinen Cermetall erhaltenen Oxydationsstufe ist daher

Cer	81,45
Sauerstoff	18,55.

Nach sehr sorgfältigen Versuchen, die von C. Wolf mit völlig chemisch reinem schwefelsauren Ceroxydul in

längerer Zeit in Prof. Bunsen's Laboratorium ausgeführt wurden, enthält dieses Salz

Ceroxydul	57,294
Schwefelsäure	42,706
	100,000.

Geht man wieder von der seither stillschweigend vorausgesetzten Hypothese aus, dafs in diesem Salze der Sauerstoffgehalt der Schwefelsäure das Dreifache vom Sauerstoffgehalt des mit der Säure verbundenen Oxyds ausmacht, so findet man folgende mit der eben direct bestimmten nahe übereinstimmende Zusammensetzung der höchsten Oxydationsstufe des Cers:

Cer	81,06
Sauerstoff	18,94.

Für die Zusammensetzung der zur Bestimmung der specifischen Wärme benutzten Metallprobe ergiebt die obige Analyse

Cer	95,10
Didym	3,60
Eisen	1,12
Silicium	0,18
	100,00.

Daraus findet man mit Hülfe der Formel (3) folgende specifische Wärme des reinen Cers

0,04479.

Nimmt man für die niedrigste Oxydationsstufe des Cers die Formel CeO an, so wird das Atomgewicht des Metalls 92 (O = 16) und die Atomwärme desselben 4,12. Betrachtet man dagegen das Ceroxydul als ein Sesquioxyd, so erhält man für das Atomgewicht des Metalls

138

und für die Atomwärme desselben

6,18,

welche Zahl mit der Atomwärme anderer Metalle auf das befriedigendste übereinstimmt. Man wird daher für die Oxyde des Cers die Formeln

$$Ce_2O_3$$
$$Ce\ O_2$$

annehmen müssen.

Heidelberg, den 8. März.

IV. *Versuche über die im ungeschlossenen Kreise durch Bewegung inducirten elektromotorischen Kräfte; von H. Helmholtz.*

(Aus d. Monatsberichten d. Akad. Juni 1875.)

Ich habe der Akademie zu wiederholten Malen Bericht erstattet über die Ergebnisse meiner Untersuchungen, die sich auf die Theorie der Elektrodynamik bezogen. Ich hatte bei diesen Untersuchungen das Ziel verfolgt zu ermitteln, in wie weit diejenigen der bekannteren Theorien, welche überhaupt bestimmte und genaue quantitative Rechenschaft von den elektrodynamischen Phänomenen geben, mit dem Gesetz von der Erhaltung der Kraft in Uebereinstimmung sind, und wie weit sie übereinstimmende Folgerungen betreffs der beobachtbaren Erscheinungen geben, beziehlich unter welchen Bedingungen Abweichungen zwischen ihnen auftreten. Es erschien namentlich wünschenswerth solche Fälle der Abweichung herauszufinden, bei denen ausführbare Versuche für oder gegen die Folgerungen aus der einen oder anderen Theorie entscheiden konnten, um so über die Zulässigkeit dieser Theorien selbst eine Entscheidung zu gewinnen.

Genau quantitativ ermittelt waren bisher fast nur die Wirkungen der in geschlossenen leitenden Kreisen ver-

laufenden Ströme und der auf solche wirkenden elektromotorischen und ponderomotorischen Kräfte elektrodynamischen Ursprungs. Die Magnete wirken dabei ebenfalls wie Systeme geschlossener elektrischer Ströme. Die gegenseitigen Einwirkungen solcher Ströme sind verhältnifsmäfsig stark und dauernd, und defshalb mit den uns zu Gebote stehenden Hülfsmitteln leicht und genau zu beobachten. Auch war schon eine Reihe von solchen Fällen experimentell untersucht worden, wo die Stromleiter zwar unterbrochen waren durch die dünne isolirende Schicht eines Condensators oder einer Leydener Flasche, aber immer nur unter Bedingungen, wo die elektrodynamische Wirkung der Unterbrechungsstelle gegen die der übrigen Theile der Leitung verschwand.

Die Grundlage aller quantitativ bestimmten Formulirungen der elektrodynamischen Gesetze findet sich ursprünglich in Ampère's glücklichen Gedanken die Fernwirkung eines geschlossenen linearen Stromleiters gleichzusetzen den magnetischen Fernwirkungen einer imaginären durch den Stromleiter begränzten Fläche, deren Flächeneinheiten ein der Stromstärke proportionales magnetisches Moment haben. Diese Darstellung des Wirkungsgesetzes faſste in der That nur beobachtete Erscheinungen zusammen, ohne hypothetische Elemente hinzuzufügen. Ihre Uebereinstimmung mit den Thatsachen können wir als vollkommen gewährleistet durch eine grofse Anzahl der mannigfaltigsten Versuche und Messungen betrachten. Da die magnetischen Anziehungen und Abstofsungen auf ein Potential zurückgeführt werden können, so konnte dies auch für die ponderomotorischen Wirkungen geschlossener Ströme auf einander geschehen.

Die Gesetze der inducirten Ströme bei Bewegung der Leiter ergaben sich aus denen der ponderomotorischen Kräfte mittels des von Lenz und Joule aufgestellten Gesetzes, wonach diese Ströme immer der Bewegung, durch welche sie hervorgerufen sind, entgegenwirken, und wonach ihre elektromotorische Kraft andrerseits gleich

Null ist bei solchen Bewegungen, wo die Arbeit der ponderomotorischen Kräfte zwischen dem inducirenden und dem von einem constanten Strome durchflossenen inducirten Leiter gleich Null wäre. Für die Induction durch Aenderung der Stromstärke liefs sich der Werth herleiten aus der Beobachtung, dafs der gesammte Inductionsstrom (sein Zeitintegral) bei Oeffnung des inducirenden Stromes ebenso grofs ist, wie bei der Ueberführung seines Leiters in unendliche Entfernung.

Aus diesen Thatsachen, die durch alle Beobachtungen der Folgezeit nur bestätigt worden sind, leitete Hr. F. E. Neumann sein bekanntes Gesetz für die Gröfse der inducirten elektromotorischen Kräfte her; indem er das Ampère'sche Gesetz als den quantitativen Ausdruck für die ponderomotorischen Kräfte zu Grunde legte. So weit also dieses durch Beobachtungen wirklich bestätigt war, so weit galten auch die daraus abgeleiteten Gesetze der inducirten elektromotorischen Kräfte. Dieses durch Beobachtungen gesicherte Gebiet umfafste aber, wie gesagt, nur die gegenseitige Wirkung geschlossener Ströme.

Nun lag es aber in der Natur der Sache, dafs man bei den Wirkungen, die ein so zusammengesetztes und variables Gebilde, wie ein elektrischer Stromkreis hervorbringt, nicht stehen bleiben konnte. Man mufste versuchen, die Wirkungen des Ganzen in die Wirkungen seiner einzelnen Elemente aufzulösen. Aufserdem existiren Bewegungen der Elektricität bekanntlich auch in nicht zum Kreise geschlossenen Leitern, und solche haben unzweifelhaft elektrodynamische Wirkungen. Festgestellt ist die Existenz solcher Wirkungen wenigstens schon für die beinahe zum Kreise geschlossenen Entladungsdrähte der Leydener Flaschen. Solche geben elektromagnetische Ablenkungen der Magnetnadel und inducirte Ströme, sogenannte Nebenströme. Aber schon an diesen gaben sich die grofsen Schwierigkeiten, mit denen die Beobachtung der Wirkungen so flüchtiger Ströme verknüpft ist, zu erkennen.

Sobald man aber den Versuch macht aus der Wirkung der geschlossenen Stromkreise Rückschlüsse zu ziehen auf die Wirkungen, welche die einzelnen Theile dieser Stromkreise auf einander ausüben, ist man gezwungen Hypothesen zu machen, für welche bisher die experimentelle Prüfung fehlte.

Von den verschiedenen elektrodynamischen Theorien, welche seit Ampère's Arbeiten aufgestellt worden sind, mufste man vor allen Dingen verlangen, dafs sie in Bezug auf die gegenseitigen Wirkungen geschlossener Ströme auf einander Folgerungen geben, die mit Ampère's Theorie und den von Neumann senior daraus hergeleiteten Inductionsgesetzen übereinstimmen, weil die Uebereinstimmung der letzteren mit den Thatsachen hinreichend verbürgt erschien. Eine Theorie, welche das nicht leistete, konnte überhaupt nicht gebraucht werden. In der That entsprechen nun aber dieser Forderung Theorien sehr verschiedener Art, von denen ich hier nur 1) Ampère's Annahme anziehender oder abstofsender Kräfte zwischen den Stromelementen, 2) Faraday's und Grafsmann's Annahme von Kräften, welche immer senkrecht gegen das Stromelement wirken, 3) Hrn. F. E. Neumann's Potentialgesetz, 4) Hrn. W. Weber's Annahme anziehender oder abstofsender Kräfte zwischen den Elektricitäten selbst, deren Gröfse nicht blofs von der Entfernung, sondern auch von der Geschwindigkeit und Beschleunigung abhängig ist, 5) eine ähnliche Annahme von Gaufs, die nachher Riemann wieder aufgenommen hat, mit etwas abweichender Form des Gesetzes, ferner 6) Hrn. C. Neumann's Annahme eines sich mit mefsbarer Geschwindigkeit im Raum ausbreitenden Potentials, und endlich 7) Hrn. Cl. Maxwell's Zurückführung der elektrodynamischen Wirkungen auf magnetische und diëlektrische Polarisation des raumfüllenden Aethers, welche eine mathematische Durcharbeitung Faraday'scher Ansichten giebt, als die bekannteren nennen will.

Diese verschiedenen Theorien unterscheiden sich durch

ihre verschiedenen Annahmen über die Art der Wirkung von Stromelement zu Stromelement, oder auch von elektrischen Massentheilchen zu Massentheilchen, und es fallen defshalb ihre Folgerungen über die Wirkungen ungeschlossener Ströme zum Theil verschieden aus, während Uebereinstimmung herrscht, soweit nur geschlossene in Betracht kommen. Eben defshalb ist aber eine Entscheidung zwischen denselben nur zu gewinnen durch die experimentelle und theoretische Untersuchung ihrer Folgerungen für ungeschlossene Ströme, und alle Versuche, dies durch Untersuchungen an geschlossenen Strömen leisten zu wollen, sind principiell falsch angelegt.

Da die Schwierigkeiten der experimentellen Ausführung hauptsächlich durch die kurze Dauer der zu einem Ende der Leitung führenden Ströme bedingt sind, welche letztere nur so lange andauern bis die zur Ladung der Oberfläche des betreffenden Leiters nöthige Elektricitätsmenge herbeigeführt ist, so war eher Aussicht über diejenigen Theile der Kräfte Aufschluſs zu erhalten, welche der Wirkung von Stromelementen auf Stromenden entsprechen, als über diejenigen Theile, welche von Stromende auf Stromende wirken. Denn im ersteren Falle hat man es doch nur mit einem dieser sehr flüchtigen Stromendtheile zu thun, während die mitwirkenden Stromelemente einem starken dauernden Strome angehören oder auch durch einen starken Magneten vertreten werden können.

In der That besteht in dieser Beziehung eine Differenz zwischen den von Hrn. F. E. Neumann [1]) für geschlossene Ströme aufgestellten Potentialgesetze, dessen unbeschränkter Anwendung auch auf ungeschlossene Ströme aber nach unserer bisherigen Kenntniſs der Thatsachen nichts im Wege stand, wie ich mich nachzuweisen bemüht habe, und zwischen dem Ampère'schen Gesetze andererseits, und derjenigen Form des Inductionsgesetzes, welches

1) Ueber ein allgemeines Princip der mathematischen Theorie inducirter elektrischer Ströme (der Akademie vorgetragen am 9. August 1847). Berlin, Reimer 1848.

ebenfalls und schon früher von Hrn. F. E. Neumann[1]) direct aus dem Ampère'schen Gesetze abgeleitet worden war, und welches übrigens mit dem aus der Weber'schen Hypothese über das Grundgesetz der elektrischen Kräfte hergeleiteten übereinstimmt, so wie mit den Gesetzen, welche Hr. C. Neumann, Sohn, nach einander von verschiedenen Hypothesen ausgehend abgeleitet hat.

Wenn man aus dem Potentialgesetze die Kräfte herleitet, die von jedem Punkt des einen Leiters auf jeden Punkt des anderen wirken müfsten, um den in den Potential gegebenen Betrag der Arbeit zu leisten, so erhält man aufser den ponderomotorischen Kräften, welche von Stromelement zu Stromelement wirken, und die mit den von Ampère angenommenen vollkommen übereinstimmen, noch solche, die zwischen den Stromelementen und Stromenden wirken, deren Intensität der Geschwindigkeit proportional ist, mit der die Dichtigkeit der Elektricität an dem Stromende wächst, ferner proportional der nach der Verbindungslinie beider gerichteten Stromcomponente in dem Stromelement, und umgekehrt proportional der Entfernung zwischen beiden. Die Kraft ist anziehend, wenn die in dem Stromende sich anhäufende Elektricität in dem Stromelement von jenem wegfliefst.

Hrn. Grafsmann's ponderomotorisches Gesetz enthält die Kraft, welche Stromenden auf Stromelemente, nicht aber die, welche die letzteren auf erstere ausüben. Darin ist also die Gleichheit der Action nicht gewahrt. Das Grafsmann'sche Gesetz fällt übrigens seinem Resultat nach mit Faraday's Regel zusammen, wonach die ponderomotorische Kraft auf Stromelemente immer senkrecht zu ihnen selbst und zu den Magnetkraftlinien gerichtet ist. Nur sind in Faraday's Vorstellung und in der sich ihm anschliefsenden von Cl. Maxwell die Stromenden durch die Annahme beseitigt, dafs von jedem Stromende

1) Die mathematischen Gesetze der inducirten elektrischen Ströme. Schriften der Berl. Akad. d. W. von 1875. Berlin, Reimer 1846.

aus sich elektrische Bewegungen in das isolirende Medium hinein fortpflanzen, welches die Leiter von einander trennt.

Ich habe in meiner der Akademie im Februar 1873 gemachten Mittheilung schon erwähnt, dafs man diese vom Potentialgesetz geforderten ponderomotorischen Wirkungen auf Stromenden von denen, welche die Stromelemente erleiden, würde isoliren können, wenn man als Vertreter der geschlossenen Stromsysteme starke in sich selbst zurücklaufende ringförmige Magnete ohne Pole anwendet. Diese wirken auf andere Magnete und geschlossene Ströme gar nicht ponderomotorisch ein, wohl aber würden sie nach dem Potentialgesetze auf Stromenden einwirken müssen, beziehlich letztere auf die ringförmigen Magnete, und zwar so, dafs wenn der Magnet durch ein System von Kreisströmen ersetzt gedacht wird, er diejenige Seite des Ringes dem Stromende zuzuwenden streben wird, in welcher die dem Stromende zufliefsende Elektricität von der Axe des Ringes wegfliefst.

Es erschien möglich auf einem von mir schon in Borchardt's Journal für Mathematik Bd. 78, S. 281 angedeuteten Wege Stromenden von hinreichender Wirksamkeit zu erhalten mittels elektrischer *Convection*. Ich verstehe hierunter entsprechend dem Gebrauche, der von diesem Worte in der Wärmelehre gemacht wird, die Fortführung der Elektricität mittelst der Fortbewegung elektrisch geladener Körper. Das Potentialgesetz schreibt elektrodynamische Wirkungen nur der in ponderablen Trägern sich bewegenden Elektricität zu, nicht aber der convectiv fortgeführten. Es war also zu versuchen, ob eine Elektricität ausströmende Spitze die Wirkung eines Stromendes zeige, da die durch die Fortbewegung der elektrisch abgestofsenen Luft fortgeführte Elektricität möglicher Weise nicht als elektrodynamische Fortsetzung der durchströmten Leitung in Betracht kam.

Versuche dieser Art übernahm Hr. N. Schiller während des vorigen Sommers im physikalischen Laboratorium

der hiesigen Universität auszuführen. Ein geschlossener Stahlring wurde mit einem Leitungsdrahte umwickelt und magnetisirt. Die Stärke der entstandenen Magnetisirung des Ringes konnte durch den Inductionsstrom bestimmt werden, den derselbe in einer Anzahl anderer, vom ersten Drahte getrennter Drahtwindungen beim Magnetisiren gab. Der Ring wurde an einem langen Coconfaden aufgehängt in einem Gehäuse, welches äufserlich ganz mit Stanniol überdeckt wurde, um elektrostatische Anziehungskräfte auszuschliefsen. Auch das Glas, durch welches ein am Magneten befestigter Spiegel beobachtet werden konnte, war durch ein Metallgitter bedeckt. Durch eine von aufsen genäherte metallene Spitze strömte die gesammte durch eine schnell gedrehte Holtz'sche Maschine entwickelte Elektricität in die Luft aus. Die Spitze wurde derjenigen Seite des Kastens gegenübergestellt, wo sich innen der eine verticale Theil des Ringes befand. Der Ring hätte unter diesen Umständen eine Ablenkung erfahren müssen, wenn die Spitze als Stromende im Sinne der Potentialtheorie wirkte. Das Resultat der so angestellten Versuche war aber durchaus negativ. Hr. N. Schiller hat seitdem diese Versuche in *Moskau* mit vollkommeneren Apparaten fortgesetzt, unter Bedingungen, wo die Gröfse der Magnetisirung des Ringes und die Intensität des von der Elektrisirmaschine gelieferten Stromes genau bestimmt, und nachgewiesen werden konnte, dafs die nach dem Potentialgesetz zu erwartende Ablenkung grofs genug seyn würde, um sicher beobachtet werden zu können, wenn sie existirte. Die Resultate waren ebenso rein negativ. Ich erlaube mir am Schlusse dieses Aufsatzes die darauf bezüglichen Mittheilungen aus einem an mich gerichteten Briefe des genannten Beobachters beizufügen. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Versuche behält sich derselbe selbst zu geben vor [1]).

Daraus ist also zu schliefsen, dafs entweder die vom

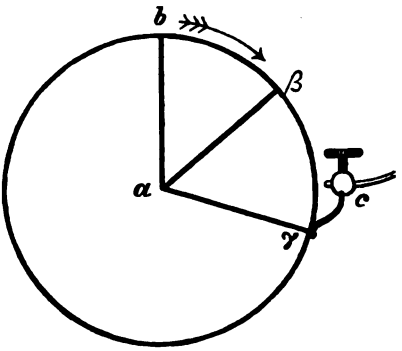
1) Dieselbe ist bereits bei mir angelangt, und wird nächstens in den Annalen abgedruckt werden. P.

Potentialgesetze angezeigten Wirkungen der Stromenden nicht existiren, oder dafs aufser den von diesem Gesetze angezeigten elektrodynamischen Wirkungen auch noch solche der convectiv fortgeführten Elektricität bestehen, dafs das Potentialgesetz also unvollständig sey, wenn man in ihm nur Rücksicht nimmt auf Fernwirkungen der in den Leitern fortströmenden Elektricität.

Andererseits hängt mit dieser Differenz in der Bestimmung der ponderomotorischen Kräfte eine solche in der Bestimmung der inducirten elektromotorischen Kräfte in ungeschlossenen Leitern zusammen. Wenn ein Magnet oder ein System geschlossener Ströme inducirend einwirkt auf einen ungeschlossenen linearen Leiter ab, welcher in die Lage $\alpha\beta$ fortgerückt wird, so ist nach dem von Hrn. Neumann senior aus dem Ampère'schen hergeleiteten Inductionsgesetze die gesammte inducirte von α nach β treibende elektromotorische Kraft gleich dem Potential der inducirenden Ströme (oder Magnete) auf einen Stromkreis in dem die Einheit des Stromes von α längs der Lage $\alpha\beta$ nach β, von β längs des vom Endpunkte b beschriebenen Weges nach der Anfangslage von b, von da längs der Anfangslage ab des Leiters nach a und endlich längs des vom Punkte a beschriebenen Weges nach α circulirt. Mit dieser Regel fällt in den Resultaten das Faraday'sche Gesetz zusammen, wonach die Stärke der Induction von der Anzahl der durchschnittenen Magnetkraftlinien abhängt.

Folgen dagegen die ponderomotorischen Wirkungen dem Potentialgesetze, so sind in der genannten Berechnung wegzulassen diejenigen Theile des Potentials, die sich auf die beiden Wege $a\alpha$ und βb beziehen; es ist vielmehr nur die Differenz des elektrodynamischen Potentials für die Endlage $\alpha\beta$ minus dem für die Anfangslage ab zu nehmen. Es ergiebt sich hieraus, dafs ein Unterschied des Inductionsgesetzes auch für ungeschlossene Leiter nur dann besteht, wenn mindestens das eine Leiterende selbst fortbewegt wird.

Fig. 1.



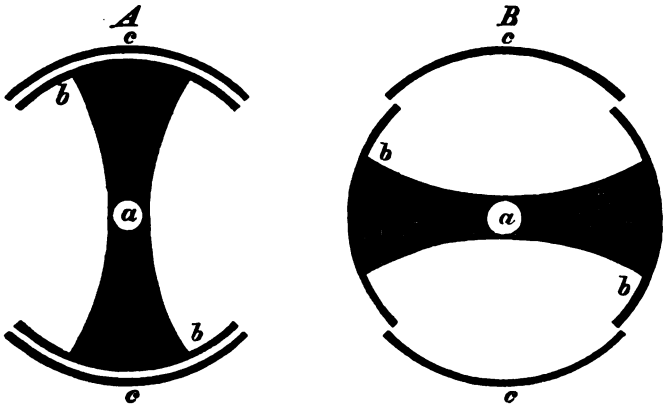
Denken wir uns den Endpunkt a des Leiters (ab Fig. 1) festliegend, b aber im Kreise um a drehbar, ferner die wirkenden Magnete und Stromtheile so angeordnet, dafs die ersteren Rotationskörper bilden, deren magnetische Axe, wie die Axe ihrer Form mit der auf dem Mittelpunkte des Kreises errichteten Normale seiner Ebene zusammenfällt, während die Stromkreise zu dieser Axe concentrische Kreise bilden. Bei solcher Anordnung ist die relative Lage des Radius $a\beta$ zu den Magneten oder Strömen genau dieselbe wie ab; das elektrodynamische Potential hat in beiden Fällen den gleichen Werth, nämlich Null, und das Potentialgesetz würde die Folgerung ergeben, dafs in diesem Falle keine elektromotorische Kraft während der Drehung des Radius ab in der Lage $a\beta$ längs desselben wirkt.

Dagegen ist klar, dafs der Leiter ab bei seiner Fortbewegung Magnetkraftlinien, die der Axe des Kreises parallel gehen, durchschneidet. Und entsprechender Weise kommt nach der von Neumann gegebenen Regel auch derjenige Theil des Potentials in Betracht, der sich auf den vom Punkte b beschriebenen Weg, d. h. den Kreisbogen $b\beta$ bezieht. Dieser Theil des Potentials hat in der That einen von Null verschiedenen Werth; geschieht die Strömung der Kreisströme im Sinne des neben gesetzten Pfeils und der Bewegung von b nach β, so würde das Potential positiv seyn, also die Inductionskraft von a nach β

hin wirken müssen. Ein so gerichteter Strom würde nach Ampère's Gesetz der Bewegung entgegen wirken.

Tritt an dem Ende *b* des rotirenden Radius schleifende Berührung mit einem feststehenden Leiter ein, wie in der Lage $a\gamma$ mit *c*, so würde das Potentialgesetz genau dieselbe inducirte Kraft anzeigen, da dann die Leitung *a* über γ bis *c* geschlossen wäre. In diesem Falle wäre aber nach dem Potentialgesetze die ganze elektromotorische Kraft in den ihre Richtung schnell verändernden Stromfäden der Gleitstelle zu suchen. Die Einführung einer Gleitstelle giebt uns bei einem solchen Versuche also immer die Gelegenheit unabhängig von dem Streit der Theorien die durch die betreffende Bewegung im geschlossenen Kreise erzeugbare elektromotorische Kraft zu bestimmen.

Figur 2.



Diesen Theil der Versuche habe ich selbst ausgeführt. Zu dem Ende habe ich das Ende *b* des rotirenden Leiters mit einer Condensatorplatte versehen, welche während seiner Rotation einer andern ähnlichen nahe gegenübertrat. Schematisch ist dies dargestellt in der Fig. 2*A*. Es ist *a* wieder der Durchschnitt der Axe, welche verticale Richtung hat, *b* sind die cylindrischen beweglichen Condensatorplatten, *c* die feststehenden. Figur 2*A* zeigt diesel-

ben Theile nach einer Drehung um einen rechten Winkel Die Platten *bb* und *cc* sind Quadraten zweier mit der Rotationsaxe *a* coaxialen Cylinderflächen. Der radiale Träger *bb* liegt zwischen den Polen eines starken Elektromagneten. Das untere Ende der Axe *a* ruht auf dem unteren Pole desselben, das obere Ende reicht durch eine Durchbohrung des oberen Theils des Elektromagneten hinaus bis in einen von magnetischen Richtkräften verhältnifsmäfsig freien Raum und trägt dort einen Commutator, mittelst dessen die Platten *cc* während der Stellung *A* zur Erde abgeleitet, in der Stellung *B* aber mit der isolirten Platte eines Condensators nach Kohlrausch verbunden werden. Werden die Platten *bb* durch magnetische Induction positiv geladen, so laden sich die Platten *cc* in der Stellung *A* von der Erde aus negativ, und zwar wirkt der Apparat hierbei wie ein Condensator, so dafs eine mäfsige elektromotorische Kraft ein verhältnifsmäfsig bedeutendes Quantum Elektricität anhäuft. Gehen dann die Platten in die Stelle *B* über, so wird die gesammelte negative E., deren Potential durch die Entfernung der positiven Platten *b* erheblich gesteigert ist, in Kohlrausch's Condensator übergeführt, und häuft sich in diesem an, bis dessen isolirte Platte selbst das Potential der Platten *cc* in der Stellung *B* angenommen hat.

Die Ladung von Kohlrausch's Condensator wird dann an einem Thomson'schen Quadrantelektrometer gemessen.

Ich übergehe hier die ausführliche Erörterung der Fehlerquellen, die sich geltend machen konnten und zum Theil gemacht haben, ehe ich die Mittel zu ihrer Beseitigung fand. Ich will nur kurz bemerken, dafs nach jeder einzelnen Beobachtung die Pole des Magneten gewechselt wurden, wodurch der Einfluſs aller Fehlerquellen von constanter Richtung beseitigt wird, dafs ferner zwischen den Versuchen mit schneller Drehung immer solche mit langsamer Drehung angestellt wurden, um den Einfluſs der durch den magnetischen Strom hervorgebrachten elek-

trostatischen Ladungen zu eliminiren. Da hier doppelte Condensation wirkt, so sind aufserordentliche kleine elektrische Einflüsse im Stande Ladungen hervorzubringen. Ich behalte die ausführliche Beschreibung der Versuche und Methoden einem anderen Orte vor.

Es gelang mir schliefslich bei grofser Rotationsgeschwindigkeit und mit starken magnetisirenden Strömen Ablenkungen am Elektrometer bis zu 67 Theilstrichen zu erzielen, welche mit der Richtung der Magnetisirung und mit der Richtung der Bewegung ihr Zeichen wechselten, und an deren Entstehung aus elektrodynamischer Induction ich keinen Zweifel mehr hegen konnte. Die inducirte elektromotorische Kraft, welche den rotirenden Condensator lud, entspricht $\frac{1}{31}$ von der eines Daniell'schen Elements.

Andrerseits konnten die Verbindungen mit dem Commutator auch so hergestellt werden, dafs die feststehenden Platten *c* in der Stellung *A* mit Kohlrausch's Condensator verbunden wurden, in der Stellung *B* mit der Erde. Dann wurde in der ersten Stellung dem grofsen Condensator so lange Elektricität entzogen, und in der zweiten Stellung an die Erde abgegeben, bis seine Potentialfunction den Werth angenommen hatte, der den Platten *c* bei dem Elektricitätsquantum Null zukam, wenn sie der vertheilenden Wirkung der bewegten und elektrodynamisch inducirten Platten ausgesetzt waren. Die dabei entstehende Ladung ergab nach Entfernung der Platten des grofsen Condensators von einander am Elektrometer die Ablenkung 12,42, während 13,8 derjenige Werth gewesen wäre, der sich aus der bei der ersten Stellung des Commutators beobachteten Ablenkung von 67 nach der Capacität des Condensators hätte ergeben müssen. Letztere war durch Ladung des rotirenden Condensators mittelst eines Daniell'schen Elements bestimmt worden.

Die beschriebenen Versuche zeigen zunächst, dafs die Platten des rotirenden Condensators durch eine inducirte

elektromotorische Kraft geladen werden, auch wenn keine Gleitstelle vorhanden ist.

Es wäre nun noch zu fragen, ob die ganze elektromotorische Kraft, die in einem durch eine Gleitstelle geschlossenen Kreise wirkt, auch in dem ungeschlossenen Kreise thätig war. Diese Frage war bei der Anfertigung des Apparats vorgesehen worden, und ich hatte deshalb an dem oberen Rande der festen Platten *cc* verstellbare Federn anbringen lassen, welche bei passender Einstellung metallische Stifte, die am oberen Rande der beweglichen Platten *bb* angebracht waren, berühren konnten. Während dieser Berührung war die inducirte Leitung zwischen ruhenden Endpunkten, nämlich der Axe des rotirenden Theils und den festen Platten *c* geschlossen, für welchen Fall die zweifelhaften Punkte der Theorie keinen Einfluſs haben. Von *c* aus konnte direct der Kohlrausch-Condensator geladen werden. Die Ladung war unter übrigens gleichen Umständen etwas gröſser, nämlich 18,71, als im letztbeschriebenen Falle, wo sie nur 13,42 betrug. Indessen berechtigt dieſs nicht auf eine entsprechende Gröſse der elektromotorischen Kraft in der Contactstelle zu schlieſsen. Denn es ergab sich, daſs die elektromotorische Kraft nicht dieselbe blieb, wenn die Gleitstelle in verschiedener Höhe der rotirenden Platten angebracht wurde, was geschehen konnte, nachdem man eine der Platten *c* entfernt hatte. In mittlerer Höhe der Gleitstelle, der Mitte beider Magnetpole gegenüber, war die elektromotorische Kraft am kleinsten, etwa nur $\frac{5}{7}$ derjenigen an der oberen Anschlagstelle, was sich dadurch erklärt, daſs die magnetischen Kraftlinien am Orte der Condensatorplatten ein wenig nach auſsen gebaucht waren, und deshalb zum Theil die Condensatorplatten selbst schnitten, und in ihnen schwache elektromotorische Kräfte von der Mitte zum oberen und unteren Rand hin inducirten. Der obige Ausschlag von 18,17 für die Gleitstelle am oberen Rand, reducirte sich also auf 13,36 für eine Gleitung an der Mitte der beweglichen Platten. Bei

den Versuchen ohne Gleitstelle kommt natürlich der Mittelwerth der elektromotorischen Kraft in Betracht, für die ganzen condensirenden Flächen berechnet. Dafs nun hier die beobachtete Ablenkung 13,42 so wenig gröfser ist, als die an der mittleren Gleitstelle wirkende Kraft 13,36 erklärt sich dadurch, dafs im ersteren Falle das Potential der Flächen von *b* nur durch Vertheilung auf die Platten *c* wirkte, und die Zahl 13,36 deren Potentialwerth mifst, während ihr Elektricitätsquantum gleich Null war. Unter diesen Umständen ist das durch Vertheilung erzeugte Potential nothwendig etwas kleiner, als das die Vertheilung erzeugende.

Bestätigt wurde diese Ansicht durch andere Versuche, bei denen ich nach Beseitigung der einen Platte *c* das Metallgestell des Magneten und die mit ihm verbundene Batterie isolirte und nur durch Drähte, die in der Mitte der unbedeckten rotirenden Platte *b* schleiften, die genannten Leiter mit der Erde verband. Die gebliebene eine Platte *c* wurde in der Stellung *A*, wo sie durch *b* gedeckt war, mit der Erde, in der Stellung *B* ungedeckt mit dem Kohlrausch-Condensator verbunden. Sie erhielt eine schwache Ladung von der Gröfse 5,3 und von derselben Art, als wäre die rotirende Axe nicht durch die Gleitstelle, sondern von ihren Spitzen aus zur Erde abgeleitet gewesen, wie in den erst beschriebenen Versuchen. Daraus ging unzweideutig hervor, dafs die in der Gleitstelle selbst vielleicht vorhandene elektromotorische Kraft jedenfalls kleiner war, als die Differenz zwischen dem Mittelwerthe und dem Minimalwerthe der bei den verschiedenen Höhen der Gleitstelle in sämmtlichen bewegten Theilen wirkenden inducirten Kraft. Wenn also überhaupt ein endlicher Theil der elektromotorischen Kraft in der Gleitstelle seinen Sitz hat, so ist derselbe verhältnifsmäfsig sehr klein ($\frac{1}{25}$ der Gesammtkraft) und bei der bisher erreichten Genauigkeit dieser Messungen den Fehlerquellen gegenüber noch nicht von solcher Gröfse, dafs ich seine Existenz verbürgen möchte.

Es folgt nun hieraus, dafs die Potentialtheorie, wenn in ihr nur die in den Leitern vorkommenden elektrischen Bewegungen und deren Fernwirkungen berücksichtigt werden, mit den Thatsachen in Widerspruch tritt. Die beschriebenen Versuche fügen sich dagegen hinreichend gut unter das von F. E. Neumann direct aus der Ampère'schen Hypothese abgeleitete Gesetz. Dafs übrigens die Ampère'sche Hypothese auch für die Inductionen zwischen je zwei ungeschlossenen Leitern mit dem Gesetz von der Erhaltung der Kraft nach jeder Richtung hin in Uebereinstimmung gebracht werden kann, habe ich in meinem dritten Aufsatze über die Theorie der Elektrodynamik (Journal für Mathematik Bd. 78) nachgewiesen [1]).

Aber auch das Potentialgesetz kann den hier gewonnenen Resultaten entsprechend ergänzt werden, wenn man mit Faraday und Maxwell annimmt, dafs auch in den Isolatoren elektrische Bewegungen mit elektrodynamischer Wirksamkeit eintreten können, wodurch dieselben diëlektrisch polarisirt werden. Ich habe diese Hypothese schon am Schlufs meiner ersten elektrodynamischen Abhandlung im 72sten Bande des Journals für Mathematik mit dem Potentialgesetz in Verbindung gebracht, mit Beziehung auf die elektrischen Bewegungen in ruhenden Leitern und Isolatoren. Die Theorie von Hrn. Cl. Maxwell ergiebt sich aus dieser Modification des Potentialgesetzes, wenn man die Constante der diëlektrischen Polarisation (ε in meiner Abhandlung) unendlich grofs werden läfst. Bei

1) Ich brauche hier wohl kaum daran zu erinnern, dafs ich das Potentialgesetz bisher zwar gegen nichtige Einwände vertheidigt habe, aber doch immer nur als ein solches, über dessen Richtigkeit endgiltig nur neue Versuche entscheiden könnten. Die Punkte zu finden, wo man das Experiment angreifen könne, war der ausgesprochene Zweck meiner früheren Arbeiten, der nun in einem wesentlichen Theile erreicht ist. So weit die einfachere Gesetzmäfsigkeit einer solchen Theorie bei Mangel entscheidender Thatsachen gröfsere Wahrscheinlichkeit giebt, schien diese mir allerdings auf Seiten des Potentialgesetzes zu liegen, und deshalb erschien letzteres mir besonders beachtenswerth.

diesem Gränzfall würden überhaupt keine ungeschlossenen elektrischen Ströme mehr bestehen, wie auch Hr. Maxwell ausdrücklich hervorgehoben hat, indem jede elektrische Bewegung in Leitern, die zu einer Anhäufung der Elektricitäten an ihrer Oberfläche führt, sich in den umgebenden Isolatoren als aequivalente Bewegung entstehender oder vergehender diëlektrischer Polarisation fortsetzen würde.

Ich behalte mir vor die vollständige mathematische Ausführung der Principien für die bei Bewegung der Leiter und Isolatoren eintretenden ponderomotorischen und elektromotorischen Wirkungen, auf Grundlage der oben bezeichneten Annahmen an einem anderen Orte zu geben und dadurch die Verbindung zwischen der Potentialtheorie und der Maxwell'schen vollständig herzustellen. Hier wird es genügen in Bezug auf die vorbeschriebenen Versuche folgendes anzuführen.

Denkt man sich zwischen den beiden an einander vorbeigleitenden Condensatorplatten die Schicht der isolirenden Luft (beziehlich des Aethers) in kleine Prismen zerschnitten, die in einem gegebenen Augenblicke senkrecht zu den Condensatorflächen stehen, dann aber sich mit den Luftschichten verschieben, so ist jedes dieser Prismen in einer Bewegung begriffen, durch welche es in tangentiale Richtung überzugehen und in dieser Richtung sich zu verlängern strebt, so dafs es der zugewendeten Seite der um den Elektromagneten circulirenden Kreisströme sich parallel streckt. In einem Drahtstücke, was diese Bewegung macht, würde nach dem Potentialgesetze eine elektromotorische Kraft wirken gleich derjenigen, die wir bei den Versuchen mit der Gleitstelle finden. Das Gleiche würde bei diëlektrischer Polarisationsfähigkeit der Luftprismen in diesen geschehen, es würden sämmtliche Molekeln der Prismen nach der einen Richtung hin positiv, nach der anderen Richtung hin negativ geladen werden, und dem entsprechend würde in der der positiven Seite der Molekeln gegenüberstehenden Conden-

satorfläche negative Elektricität angehäuft werden, ihrer negativen Seite gegenüber positive. Somit würden die Metallflächen sich elektrisch laden können, ohne dafs eine elektrodynamisch inducirte Kraft den metallischen Leiter selbst zu treffen brauchte.

Setzen wir das elektrische Moment für die Volumeinheit der Luft in Richtung der x gleich $\mathfrak{x}$ und bezeichnen wir mit $\mathfrak{X}$ die in gleicher Richtung wirkende elektromotorische Kraft, und mit φ die elektrische Potentialfunction im Innern des Diëlektricum (wie in meiner Abhandlung im 72sten Bd. des Journals für Mathematik), so würde zwischen den Condensatorplatten, da wo die xAxe zu ihnen normal ist, zu setzen seyn

$$\mathfrak{x} = \varepsilon\left(\mathfrak{X} - \frac{\partial \varphi}{\partial x}\right).$$

Dabei würde gegen die Gränzen der Luftschicht in Richtung positiven x die elektrische Gränzschicht von der Gröfse $+\mathfrak{x}$ hingeschoben seyn, in der Richtung der negativen x die Schicht $-\mathfrak{x}$. Wenn nun an beiden Metallflächen selbst sich die elektrischen Dichtigkeiten $+e$ und $-e$ gesammelt haben, so ist nach bekannten Sätzen

1) an der Seite des positiven $\mathfrak{x}$

$$-4\pi(\mathfrak{x}+e) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

oder

$$+4\pi e = (1+4\pi\varepsilon)\frac{\partial \varphi}{\partial x} - 4\pi\varepsilon\mathfrak{X};$$

2) an der Seite der negativen x ebenso

$$+4\pi(\mathfrak{x}+e) = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

oder

$$4\pi e + (1+4\pi\varepsilon)\frac{\partial \varphi}{\partial x} - 4\pi\varepsilon\mathfrak{X}.$$

Wenn nun die beiden Condensatorflächen übrigens durch eine nicht von inducirten Kräften getroffene metallinische Leitung zusammenhingen, wie dies nach den Annahmen der Potentialtheorie in unseren Versuchen der Fall war, so wäre φ in beiden Condensatoren gleich,

folglich in ihrem engen Zwischenraume $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ und die gebundene Elektricität

$$e = -\varepsilon \mathfrak{X}.$$

Wenn dagegen nach den Annahmen der Ampère'schen Theorie die gesammte elektromotorische Kraft $\mathfrak{X}h$ in dem metallischen Kreise wirkte, so wäre der Unterschied der Potentiale an beiden Flächen gleich $-\mathfrak{X}h$ zu setzen, also im Zwischenraume

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\mathfrak{X}$$

wobei h den Abstand beider Flächen bezeichnet, und

$$e = -\left(\frac{1}{4\pi} + \varepsilon\right)\mathfrak{X}.$$

Ist ε sehr grofs, so werden beide Werthe merklich gleich, das heifst, dann würde auch unter Annahme des Potentialgesetzes die elektrische Ladung nahehin so grofs werden, als sie es nach dem Ampère'schen seyn müfste, so wie es in unseren Versuchen in der That der Fall war. Ist ε unendlich grofs, so würde jeder Unterschied zwischen beiden Fällen schwinden. Dafs daraus nicht geschlossen werden dürfte, dafs auch die Ladungen unendlich grofs werden, weil dann andere Bestimmungen der elektrischen Maafseinheiten nöthig werden, habe ich schon in meiner mehrerwähnten Abhandlung erörtert.

Die Entscheidung zwischen den beiden noch übrig bleibenden Theorien, deren eine aus der Ampère'schen Hypothese abgeleitet ist und nur Fernwirkungen von Leiter zu Leiter berücksichtigt, und andererseits der Maxwell'schen (beziehlich dem die Isolatoren mitberücksichtigenden Potentialgesetz) wird wohl zunächst durch Untersuchung der auf die Isolatoren ausgeübten elektrodynamischen Wirkungen gewonnen werden müssen.

V. *Zur Widerlegung des elementaren Potentialgesetzes von Helmholtz durch elektrodynamische Versuche mit geschlossenen Strömen; von F. Zöllner*

(Aus den Berichten d. Sächs. Ges. d. W. Februar 1876.)

Hr. Helmholtz hat am 17. Juni 1875 in einer Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin [1]) das in neuerer Zeit von ihm für *Stromelemente* aufgestellte und bisher gegen Einwände von Bertrand, C. Neumann, Riecke und mir vertheidigte Potentialgesetz zurückgezogen. Die Veranlassung hierzu gaben Experimente, deren Prinzip Hr. Helmholtz bereits in Borchardt's Journal für Mathematik Bd. 78, S. 281 angedeutet hatte. Hr. N. Schiller hat nun diese Versuche im physikalischen Laboratorium der Universität zu Berlin wirklich ausgeführt und seitdem in Moskau mit vollkommneren Apparaten fortgesetzt. Durch diese Experimente sollte entschieden werden, „ob eine Elektricität ausströmende Spitze die Wirkung eines Stromendes zeige, da die durch Fortbewegung der elektrisch abgestoſsenen Luft fortgeführte Elektricität möglicherweise nicht als elektrodynamische Fortsetzung der durchströmten Leitung in Betracht kam“ (p. 405). Nach Hrn. Helmholtz schreibt das Potentialgesetz elektrodynamische Wirkungen nur der in ponderablen Trägern sich bewegenden Elektricität zu, nicht aber der convectiv fortgeführten. Es war also zu versuchen, ob eine Elektricität ausströmende Spitze die Wirkung eines Stromendes zeige, da die durch die Fortbewegung der elektrisch abgestoſsenen Luft fortgeführte Elektricität möglicherweise nicht als elektrodynamische Fortsetzung der durchströmten Leitung in Betracht kam.

1) Helmholtz, Versuche über die im ungeschlossenen Kreise durch Bewegung inducirten elektromotorischen Kräfte. Monatsbericht der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin 1875. Juni 17. S. 404 bis 418.

„Es wurde daher bei den erwähnten Versuchen ein geschlossener Stahlring mit einem Leitungsdrahte umwickelt und magnetisirt". „Der Ring wurde an einem langen Coconfaden aufgehängt in einem Gehäuse, welches äufserlich ganz mit Stanniol überdeckt wurde, um elektrostatische Anziehungskräfte auszuschliefsen". „Durch eine von aufsen genäherte metallene Spitze strömte die gesammte durch eine schnell gedrehte Holtz'sche Maschine entwickelte Elektricität in die Luft aus. Die Spitze wurde derjenigen Seite des Kastens gegenübergestellt, wo sich immer der eine verticale Theil des Ringes befand. *Der Ring hätte unter diesen Umständen eine Ablenkung erfahren müssen, wenn die Spitze als Stromende im Sinne der Potentialtheorie wirkte. Das Resultat der so angestellten Versuche war aber durchaus negativ.* Hr. N. Schiller hat seitdem diese Versuche in Moskau mit vollkommneren Apparaten fortgesetzt, unter Bedingungen, wo die Gröfse der Magnetisirung des Ringes und die Intensität des von der Elektrisirmaschine gelieferten Stromes genau bestimmt, und nachgewiesen werden konnte, *dafs die nach dem Potentialgesetze zu erwartende Ablenkung grofs genug seyn würde, um sicher beobachtet werden zu können, wenn sie existirte. Die Resultate waren ebenso rein negativ*" (S. 406).

Aus dem Mifslingen dieser Versuche, zu deren Anordnung Hr. Helmholtz vom Standpunkte seines *elementaren* Potentialgesetzes geführt worden ist, zieht derselbe den Schlufs, „*dafs die Potentialtheorie*, wenn in ihr nur die in den Leitern vorkommenden elektrischen Bewegungen und deren Fernwirkungen berücksichtigt werden, *mit den Thatsachen in Widerspruch tritt*" (S. 412).

Hr. Helmholtz befindet sich daher bezüglich dieses Resultates gegenwärtig in voller Uebereinstimmung mit dem bereits früher von mir durch *andere Versuche* erlangten Ergebnifs, dafs sein *elementares* Potentialgesetz „*mit*

1) Poggendorff's Annalen Bd. CLIV, S. 323.

den von C. Neumann und *E. Riecke erwähnten Thatsachen der Beobachtung in Widerspruch treten würde*[1])".

Man wäre nun berechtigt, diese schöne Uebereinstimmung, zu welcher theoretisch und experimentell so gänzlich verschiedene Wege geführt haben, als ein höchst erfreuliches und für den ferneren Fortschritt der Wissenschaft auch ersprieſsliches Resultat zu betrachten, indem sich gezeigt hat, daſs eine, von den bisherigen Gesetzen Ampère's und Weber's abweichende und mit groſsem Aufwand von *mathematischem* Scharfsinn entwickelte Theorie zu einem Ergebniss geführt hat, welches *„mit den Thatsachen in Widerspruch tritt"*.

Allein einer solchen Anschauungsweise würde Hr. Helmholtz keineswegs seine Zustimmung ertheilen. Denn gleichzeitig mit der Zurücknahme seines Potentialgesetzes erklärt derselbe sämmtliche bisher gegen dasselbe von C. Neumann, Riecke, Herwig u. A. erhobenen Einwendungen einfach als *„nichtige"*.[2]) Ebenso nichtig seyen alle meine bisherigen Experimente, welche ich theils in den Berichten der Kgl. Sächs. Gesellschaft d. W.[3]), theils in Poggendorff's Annalen[4]) zu dem Zwecke mitgetheilt habe, jenen gegenwärtig von Helmholtz selbst erkannten Widerspruch seines Gesetzes mit den Thatsachen zu beweisen, denn, — sagt Hr. Helmholtz, — *„alle Versuche, dies durch Untersuchungen an geschlossenen Strömen leisten zu können, sind principiell falsch angelegt"* (S. 403 a. a. O).

So gern ich daher auch geneigt gewesen wäre, in einer über fünf Jahre hindurch mit so groſser Beharrlichkeit fortgeführten Controverse Hrn. Helmholtz das letzte Wort zu gestatten, so glaube ich dies doch nach seinen

1) Poggendorff's Ann. Bd. CLIV, S. 323.

2) Die betreffenden Worte von Helmholtz lauten a. a. O. folgendermaaſsen: „Ich brauche wohl kaum daran zu erinnern, daſs ich das Potentialgesetz bisher zwar gegen nichtige Einwände vertheidigt habe, aber doch immer nur als ein solches, über dessen Richtigkeit endgiltig nur neue Versuche entscheiden könnten".

3) Sitzung vom 8. August 1874.

4) Pogg. Ann. Bd. 154, S. 321 ff.

obigen Erklärungen im Interesse einer *wissenschaftlichen* und *definitiven* Klarstellung der obschwebenden Differenz unserer Anschauungen nicht thun zu dürfen.

Zunächst erlaube ich mir zu constatiren, dafs Hr. Helmholtz bereits selbst anerkannt und zugegeben hat, dafs, *unter einer bestimmten Voraussetzung*, „Versuche an geschlossenen Strömen" zur Widerlegung seines *elementaren* Potentialgesetzes *nicht* „principiell falsch angelegt seyen". Diese Voraussetzung besteht darin, dafs bei den von C. Neumann, Riecke und mir angeführten elektrodynamischen Rotationen, die den beweglichen Leiter treibende Kraft, in Uebereinstimmung der bisherigen Anschauungen, auf *alle* Elemente des Leiters selber *direct* einwirke. Unter dieser Voraussetzung, welche von C. Neumann und Riecke *vor* dem Erscheinen der dritten Abhandlung von Helmholtz [1]) als selbstverständlich gemacht wurde, erklärt sich Hr. Helmholtz vollkommen damit einverstanden, dafs jene *nur mit geschlossenen Strömen* ausführbaren Rotationsversuche zur Widerlegung seines Potentialgesetzes *principiell richtig angelegt seyn würden*, indem er S. 306 a. a. O. wörtlich erklärt:

> „Hr. Riecke hat recht, dafs in diesem Falle das Potential, welches die Kreisströme auf den Radius ausüben, sich bei dessen Bewegung nicht ändert, weil er immerfort in symmetrischer Lage zu ihnen bleibt".
>
> „An ähnlichen Beispielen hat Hr. C. Neumann Anstofs genommen [2]) und leugnet defshalb die Anwendbarkeit des von seinem Vater aufgestellten Potentialgesetzes auf Stromelemente".

Hr. Helmholtz sucht nun aber zu beweisen, dafs die HH. C. Neumann und Riecke sich in ihrer Voraussetzung, unter welcher jene Rotationsversuche, wie Hr.

1) Borchardt's Journal für Mathematik, Bd. 78, Heft 4, S. 273 bis 324 und Monatsberichte der Berl. Akademie d. W. 6 Febr. 1873, S. 92 bis 104.

2) Die elektrischen Kräfte. Leipzig 1873, S. 77 bis 79.

Helmholtz zugiebt, im Widerspruch mit seinem Potentialgesetze stehen würden, geirrt hätten. Es sey vielmehr eine nothwendige Consequenz seines Potentialgesetzes, dafs jene von den Magneten oder dem Solenoïd erzeugten Kräfte, durch welche der bewegliche Leiter in Bewegung gesetzt wird, *nicht direct alle Elemente desselben* afficirten, sondern *nur* diejenigen, welche in der Uebergangsschicht, d. h. in der sogenannten *Gleitstelle* liegen, zwischen dem Ende des starren Leiters und der Flüssigkeit, in welche derselbe eintauchen mufs, um bei geschlossenem Strome beweglich zu seyn. Nur *diese Elemente* in der Gleitstelle seyen es, auf welche die elektrodynamisch vom Magneten ausgeübten Kräfte *direct* wirkten, und hierdurch werde, erst *indirect*, ähnlich wie der Körper einer Locomotive durch den Angriff der treibenden Kraft auf die Räder [1]), der übrige starre Theil des Leiters fortgeführt. Dem entsprechend erklärt Hr. Helmholtz, alle die von Neumann und Riecke gegen sein Potentialgesetz gemachten Einwände für *nichtig*, und giebt gleichzeitig ziemlich deutlich zu verstehen, dafs beide Herren ebenso wie Hr. Bertrand in Paris bei gröfserer Gewandtheit in der Mathematik, sich eigentlich selber durch „eine methodische Durchführung des Beweises mit Beseitigung der früheren beschränkenden Annahmen“ [2]) aus seinem Potentialgesetze jene Folgerungen hätten ableiten können. Denn, sagt Hr. Helmholtz, „die mathematischen Methoden dafür waren durch die früheren Arbeiten gegeben“ und es wäre das, was dem vollständigen Beweise des Potentialgesetzes noch fehlte, „jetzt verhältnifsmäfsig leicht zu ergänzen“ gewesen. Hr. Helmholtz glaubt sich daher auch dem Leserkreise eines so hoch stehenden mathematischen Journales gegenüber zu einer besonderen Entschuldigung verpflichtet, dafs er überhaupt für eine solche Arbeit einen Platz in diesem Journale in Anspruch nehme, indem er wörtlich (S. 276 a. a. O.) bemerkt:

1) Diesen Vergleich gestatte *ich* mir zur Verdeutlichung.

2) Dritte Abhandlung, S. 176.

„Die mathematischen Methoden dafür waren durch die früheren Arbeiten gegeben, und ich würde kaum gewagt haben, für eine solche Arbeit den Platz in diesem Journale in Anspruch zu nehmen, wenn nicht die Schwierigkeiten, auf welche die HH. Bertrand, C. Neumann und Riecke bei der Anwendung des Potentialgesetzes gestofsen sind, und die Einwände, die sie daraus hernehmen zu dürfen glaubten, mir gezeigt hätten, dafs eine methodische Durchführung des Beweises mit Beseitigung der früheren beschränkenden Annahmen wünschenswerth und nützlich seyn würde".

Als Resultat dieser methodischen Durchführung des Beweises „ergiebt nun das Potentialgesetz aufser den Kräften von Stromelement auf Stromelement noch weiter:

a) Kräfte zwischen Stromelementen auf Stromenden,

b) Kräfte zwischen Stromenden" [1]).

Die unter *b*) angeführten Kräfte sind es nun, welche in ihrer Anwendung auf *Gleitstellen* alle die von Bertrand, C. Neumann und Riecke gegen das Helmholtz'sche Potentialgesetz angeführten Bedenken als *nichtige* erscheinen lassen. Denn diese Kräfte zwischen Stromenden an den Gleitstellen erklären vollständig jene elektrodynamischen Rotationen. So bemerkt z. B. Hr. Helmholtz: Hrn. Riecke gegenüber

„Wenn, wie in dem Beispiel von Hrn. Riecke, ein Radius eines Kreises den Strom vom Mittelpunkte desselben, um den er drehbar ist, zur leitenden Peripherie führt, und dabei unter dem Einflusse anderer concentrischer Kreisströme steht, so wirkt, wie Hr. Riecke richtig bemerkt, ***nach dem Potentialgesetz unmittelbar gar keine Kraft auf den festen*** Theil des Radius, dessen relative Lage gegen die Kreisströme sich nicht verändert und es kommt allein das Kräftepaar zur Erscheinung, welches auf die Uebergangsschicht

1) Monatsberichte d. Königl. Akademie d. W. zu Berlin 6. Febr. 1873. S. 99.

an der Gleitstelle wirkt. *Dieses aber bedingt in der That den ganzen Erfolg*“ [1]).

Nachdem nun die ganze Controverse in diese Phase der Entwickelung getreten ist, erkennt Hr. Helmholtz offenbar mit voller Klarheit, dafs das ganze Gebäude seiner Prämissen und mathematischen Deductionen, mit deren Hülfe er sein Potentialgesetz entwickelt hat, nothwendig zusammenbrechen mufs, wenn sich Experimente anstellen lassen, welche jene aus dem Potentialgesetze abgeleitete Wirkungsweise der Gleitstellen *schlagend widerlegen*. Denn von nun an, wo der Schwerpunkt der ganzen Streitfrage in die *experimentelle Widerlegung der treibenden Kraft in den Gleitstellen* verlegt ist, betont Hr. Helmholtz bei jeder Gelegenheit in den verschiedensten Formen und Wendungen, wie man sich diese Wirkungsweise der Gleitstellen etwa zu denken und anschaulich zu machen habe. Zum Beweise meiner Behauptung gebe ich hier eine kleine Zusammenstellung dieser charakteristischen Erläuterungen.

Hr. Helmholtz behauptet nämlich, bei der elektrodynamischen Rotation des beweglichen Leiters seyen:

„*die Vorgänge in der Gleitstelle allein in diesem Falle das Treibende*“ [2]) und es wirkte „*unmittelbar gar keine Kraft auf den festen Theil*“ [3]) sondern es käme „*allein das Kräftepaar zur Erscheinung, welches auf die Uebergangsschicht an der Gleitstelle wirkt*“ [4]). Vielmehr ergäbe sich aus seinem Potentialgesetze, „*dafs rotirende Kräfte auf die stromleitenden Flüssigkeitsfäden des Quecksilbers oder der Elektrolyten einwirkten, durch welche man dem peripherischen Ende des Bügels den Strom zuleiten mufs*“ [5]) und nur hierdurch entstände jene Rotation, denn es würden durch

1) A. a. O. 102.
2) Borchardt's Journ. Bd. 79, S. 306.
3) Ebendas. S. 302.
4) Ebendas. S. 302.
5) Pogg. Ann. Bd. 153, S. 549.

jene *„rotirenden Kräfte“* *„die dem Leiter adhärirenden Theile dieser Flüssigkeitsfäden im Sinne der wirklich stattfindenden Rotation fortbewegt und nehmen den festen Leiter mit“* [1]).

Aus allen diesen Erläuterungen geht wohl zur Genüge hervor, welches bedeutende Gewicht Hr. Helmholtz selber, und zwar mit vollem Rechte, auf die einzige Stütze seines Potentialgesetzes legt, nämlich auf die aus demselben *mathematisch* deducirte *Mechanik* der *Gleitstellen*. Nachdem sich daher in dieser greifbaren Gestalt die ganze Controverse um einen bestimmten und experimentell erreichbaren Punkt gruppirt und consolidirt hatte, war ich entschlossen, mit Hülfe von *Experimenten* diese endgültige Entscheidung herbeizuführen. Diese Experimente waren daher ausschliefslich nur auf eine Widerlegung der Helmholtz'schen Mechanik der Gleitstellen gerichtet. Da jedoch diese Mechanik nur die *einzige* Stütze des Helmholtz'schen Potentialgesetzes war, so mufste durch eine experimentelle Widerlegung dieser Gleitstellentheorie auch das unzertrennlich mit letzterer verbundene *elementare* Potentialgesetz experimentell widerlegt seyn.

Demgemäfs wurde von mir zunächst der Faraday'sche elektrodynamische Rotationsversuch einfach dahin abgeändert, dafs die Enden des beweglichen Bügels nicht, wie gewöhnlich, direct in das Quecksilber tauchten; sondern vermittelst längerer Ketten, die lose in den hakenförmig umgebogenen Enden des beweglichen Bügels lagen, mit dem Quecksilber in leitender Verbindung standen. In diesem Falle befinden sich die wirksamen Gleitstellen, über welche bei der Rotation des Bügels die Kette hinweggleitet, zwischen dem untersten Ringe und der Quecksilberoberfläche, auf welcher derselbe schwimmt. Wären nun bei der elektrodynamischen Rotation des Bügels nach der Gleitstellentheorie von Helmholtz „die Vorgänge in der Gleitstelle allein in diesem Falle das Treibende“ und

1) Pogg. Ann. Bd. 153, S. 549.

wirkte „unmittelbar gar keine Kraft auf den festen Theil“, so erschien es mir nothwendig, dafs, — mit Rücksicht auf die im Drehpunkte des Bügels jederzeit zu überwindende Reibung, -- der auf dem Quecksilber schwimmende Ring, an welchem sich die Gleitstellen befinden, im Sinne der Rotation vorausgehen müsse, ähnlich wie ein Pferd, wenn es mit Hülfe einer längeren Kette einen Wagen oder die horizontale Axe einer Winde bewegen soll, nothwendig im Sinne der Bewegung dem bewegten Gegenstand *voraus* gehen mufs. Auch konnte man an dem von mir beschriebenen Apparate einem Jeden, der dem vorstehenden Satze als keinem mathematisch bewiesenen, seine unbedingte Zustimmung versagen sollte, die Richtigkeit desselben direct durch das Experiment beweisen. Es war zu diesem Zwecke nur erforderlich, die Oberfläche des Quecksilbers durch ein stetig in demselben Sinne fortgesetztes Umrühren in Rotation zu versetzen. Alsdann waren *mechanisch* dieselben Bedingungen realisirt, wie sie Hr. Helmholtz bei seiner Mechanik der Gleitstellen vorausgesetzt hatte. Denn es wirkte auch bei diesem Experimente, wie nach Helmholtz bei elektrodynamischen Rotationen „unmittelbar gar keine Kraft auf den festen Theil“ des beweglichen Bügels, sondern es wurden nur „die dem Leiter adhärirenden Theile von Flüssigkeitsfäden im Sinne der wirklich stattfindenden Rotation fortbewegt und nehmen den festen Leiter mit“. Demgemäfs geht auch in diesem Falle — wie ein angekettetes Pferd dem Wagen oder der von ihm in Rotation gesetzten Winde — der auf dem Quecksilber schwimmende Ring im Sinne der Rotation des Quecksilbers *voraus* und zieht mit Hülfe der Ketten den beweglichen Bügel *nach* sich. Versetzt man nun aber diesen Bügel *elektrodynamisch* in Rotation, so findet stets das *Entgegengesetzte* statt. *Der bewegliche Bügel geht voran* und zieht mit Hülfe der gespannten Kette den auf dem Quecksilber schwimmenden und dort stets etwas adhärirenden Ring im Sinne der Rotation *nach* sich.

Mit Rücksicht sowohl auf diese Versuche als auch auf andere von Hrn. Herwig[1]) angestellte Experimente behauptet nun Hr. Helmholtz in seiner Erwiderung, es seyen „elektrodynamische Versuche beschrieben worden, welche nach Ansicht ihrer Urheber geeignet seyn sollen, das von Hrn. F. E. Neumann (dem Vater) aufgestellte und von mir in erweiterter Anwendung durchgeführte Grundgesetz der elektrodynamischen Erscheinungen als unvereinbar mit den experimentellen Erfahrungen darzustellen".

Da es nun aber weder Hrn. Herwig noch mir auch nur entfernt in den Sinn kommen konnte, durch die erwähnten Versuche, „das von Hrn. F. E. Neumann aufgestellte Grundgesetz der elektrodynamischen Erscheinungen als unvereinbar mit den experimentellen Erfahrungen darzustellen", wohl aber das von Hrn. Helmholtz für *Stromelemente* „*erweiterte*" Potentialgesetz, so sah ich mich zur Vermeidung von Mifsverständnissen genöthigt in meiner letzten Abhandlung[2]) bei jeder Gelegenheit, wo ich Veranlassung fand, das „Helmholtz'sche Potentialgesetz" zu erwähnen, ausdrücklich hinzuzufügen, „*nicht* das Neumann'sche Potentialgesetz". Denn sowohl das F. Neumann'sche als das Weber'sche Grundgesetz der elektrodynamischen Erscheinungen *sind beide direct aus dem Ampère'schen Gesetze abgeleitet*, und zwar letzteres unter Annahme zweier *atomistisch constituirter elektrischer Fluida*. Hrn. Herwig's und meine Versuche hatten vielmehr, wie Hr. Helmholtz doch wissen mufste, den ausgesprochenen Zweck, die Richtigkeit des F. Neumann'schen Potentialgesetzes in solchen Fällen zu beweisen, wo die Helmholtz'sche Gleitstellentheorie, — ohne welche das *elementare* Potentialgesetz zu Widersprüchen mit F. Neumann's Potentialgesetz führt — gar keine Anwendung

1) Poggendorff's Ann. Bd. 153, S. 262. Eine Modification des elektromagnetischen Drehversuches von H. Herwig.

2) Pogg. Ann. Bd. 154, S. 321.

finden konnte. Deſshalb schien es mir nothwendig, wie ich gegenwärtig ausdrücklich bemerke, gegen die möglichen Folgerungen aus einer solchen, mindestens sehr incorrecten, Ausdrucksweise des Hrn. Helmholtz Vorkehrungen in Form jener stereotyp wiederkehrenden Bemerkung „*nicht* das Neumann'sche Potentialgesetz“ zu treffen.

Hr. Helmholtz wendet nun S. 549 a. a. O. gegen den oben von mir beschriebenen Versuch ein, daſs die in Form von Ketten angebrachten beweglichen Theile des rotirenden Bügels „durch die elektromotorischen Kräfte, denen sie ausgesetzt sind, entsprechend gerichtet werden“. In der Meinung, mich über diese Thatsache zu belehren, fährt Hr. Helmholtz mit folgenden Worten fort:

> „Da nun bekanntlich ein Magnet einen seiner Längsaxe parallel neben ihm herlaufenden Stromleiter nach dem Ampère'schen, wie nach dem Potentialgesetze quer gegen seine Längsaxe, daſs heiſst parallel den dem Drahte zugewendeten Seiten seiner Kreisströme, zu stellen sucht, so geschieht das auch in diesem Falle, so, wie es der genannte Autor beobachtet hat“.

„..... Diese so einfache und bei folgerichtiger Anwendung des Princips sich nothwendig ergebende Erklärung der Zöllner'schen Versuche hat auch Hr. C. Neumann (Sohn) übersehen, indem er (Berichte der Königl. Sächs. Gesellsch. d. W. 8. Aug. 1874, S. 145) die Erwartung ausspricht, daſs diesen Versuchen gegenüber die Potentialtheorie nicht mehr zu halten seyn würde.“

Bei dieser Demonstration scheint es nun Hr. Helmholtz für ganz gleichgültig zu halten, ob jene Querstellung, welche ein Magnet an einem „seiner Längsaxe parallel neben ihm herlaufenden Stromleiter nach dem Ampère'schen wie nach dem Potentialgesetze“ hervorruft, durch eine Drehung in dem *einen* oder im *entgegengesetzten* Sinne erfolgt.

Der Sinn dieser Drehung ist aber, bei *constanter Rich-*

tung des Stromes, für einen einseitig beweglichen Leiter, von dem Vorzeichen des vorwiegend auf den Leiter einwirkenden Magnetpoles abhängig. Trifft man daher bei einem solchen elektrodynamischen Versuche eine derartige Anordnung, dafs die Gleitstellen des beweglichen Bügels, bei *unveränderter Richtung des Stromes im beweglichen Leiter*, in dem einen Falle sich unter dem prävalirenden Einflusse des magnetischen *Nordpoles*, in dem anderen Falle des *Südpoles* befinden, so mufs die Richtung, in welcher die von Hrn. Helmholtz angeführte Querstellung des beweglichen Leitertheiles erfolgt, in beiden Fällen die *entgegengesetzte* seyn. Man kann die hierzu erforderlichen Bedingungen sehr leicht durch zwei Quecksilberrinnen realisiren, von denen die eine am *oberen*, die andere am *unteren* Pole des verticalen Magneten angebracht ist, wie dies in den Fig. 1 und 2 der beifolgenden Taf. III dargestellt ist. Wendet man nun bei unveränderten Stromrichtungen nacheinander zuerst einen beweglichen Leiter an, dessen kürzere Enden in die obere Quecksilberrinne tauchen, und hierauf einen Leiter, dessen längere Enden in die untere Rinne tauchen, so beobachtet man in beiden Fällen *trotz der Verschiedenheit des einwirkenden Magnetpoles* eine elektrodynamische Rotation des beweglichen Bügels in *dem gleichen Sinne*.

Nach dem Helmholtz'schen Potentialgesetze aber, nach welchem „unmittelbar gar keine Kraft auf den *festen Theil*“ des beweglichen Leiters wirkt und „die Vorgänge in der Gleitstelle *allein* in diesem Falle das Treibende sind“, müfste nothwendig in beiden Fällen eine Rotation im *entgegengesetzten Sinne* stattfinden, da die „rotirenden Kräfte“, welche „auf die stromleitenden Flüssigkeitsfäden des Quecksilbers einwirken“, in dem einen Falle unter der Einwirkung des *Nordpoles*, in dem anderen Falle, bei *unveränderter Richtung des eintretenden Stromes*, unter Einwirkung des *Südpoles* des Magneten oder Solenoïdes rotiren.

„Da es nun“, wie Hr. Helmholtz selber wörtlich bemerkt[1]), „die gleiche drehende Kraft ist, welche auf den beweglichen Draht und auf die stromleitenden Flüssigkeitsfäden wirkt, in die sich sein unteres Ende verlängert“, so müfsten auch „die dem Leiter adhärirenden Theile dieser Flüssigkeitsfäden im Sinne der wirklich stattfindenden Rotation fortbewegt“ werden und „den festen Leiter mitnehmen“. Die „wirklich stattfindende Rotation“ des festen Leiters findet nun bei dem oben von mir beschriebenen Experimente in dem einen Falle gerade in entgegengesetzter Richtung von derjenigen statt, welche ihr durch das Helmholtz'sche Potentialgesetz mit Hülfe der Gleitstellenmechanik vorgeschrieben wird. Folglich ist der oben von mir beschriebene Versuch *mit geschlossenen Strömen* ein *experimentum crucis*, welches *eindeutig* und *bedingungslos* den Beweis liefert, dafs die vom Helmholtz'schen „Potentialgesetze angezeigten Wirkungen der Stromenden nicht existiren“ und demgemäfs diese „Potentialtheorie mit den Thatsachen in Widerspruch tritt.“

Man kann nun das erwähnte Experiment sehr mannichfach modificiren, und ich habe mich bemüht, eine solche Modification desselben ausfindig zu machen, welche in sehr drastischer Weise die Widersprüche zur Anschauung bringt, zu welcher die von Helmholtz aus seinem Potentialgesetze *mathematisch* abgeleiteten Consequenzen in ihrer Anwendung auf die *Wirklichkeit* führen.

Dafs die Bewegungsrichtung eines Wagens z. B. einer Locomotive, wenn „unmittelbar gar keine Kraft auf den festen Theil“ wirkt, sondern die treibende Kraft direct nur die Räder in Rotation versetzt, und daher die Locomotive nur vermöge der Reibung ihrer Räder auf den Schienen fortbewegt werden kann, so dafs „die Vorgänge in der Gleitstelle allein in diesem Falle das Treibende“

1) Pogg. Ann. Bd. 153, S. 550.

sind — dafs, sage ich, in diesem Falle die *Translocationsrichtung* der Locomotive von der *Rotationsrichtung* ihrer Räder abhängt und unzertrennlich mit ihr verbunden ist, vermag jeder Mensch auch ohne Kenntnifs des Princips der Erhaltung der Kraft und der virtuellen Geschwindigkeiten, ohne Weiteres einzusehen und zu prüfen. Wäre aber Jemand in einem bestimmten Falle, z. B. bei geneigter Ebene der Bahn, zweifelhaft, ob die Bewegung der Locomotive vermöge der *direct* auf sie wirkenden Schwerkraft oder vermöge der *indirect* auf die Räder wirkenden Spannkraft des Dampfes fortgetrieben werde, so genügte hierzu ein einfaches Experiment. Der Führer der Locomotive brauchte nur durch abwechselnde Verstellung der Dampfsteuerung die Räder einmal rechts, das andere mal links herum rotiren lassen. Zeigte sich hierbei, dafs trotz dieser Umkehr der Rotationsrichtung der Räder die Bewegungsrichtung der Locomotive dieselbe bleibt, so würde Jeder hieraus schliefsen müssen, dafs *nicht* „die Vorgänge in der Gleitstelle in diesem Falle das Treibende sind", sondern dafs vermöge der schiefen Ebene der Bahn und einer etwa durch Glatteis verminderten Friction „der Gleitstellen" auf den Schienen die Locomotive durch die „*unmittelbar* auf den festen Theil" wirkende Componente der Schwerkraft fortgetrieben wird.

Nur diese trivialen Reflexionen sind es, welche *mutatis mutandis* auf den in beifolgender Tafel III dargestellten, und unmittelbar durch die Zeichnung erläuterten Versuch zu übertragen sind, um Jeden davon zu überzeugen, dafs, wenn bei *festgehaltenem* Bügel das kleine Rad in Fig. 1 und Fig. 2 nach entgegengesetzter Richtung, der bewegliche Bügel aber bei *unveränderter Stromrichtung* nach der *gleichen* Richtung rotirt, nothwendig auf den Bügel selbst „unmittelbar" eine Kraft von constanter Richtung ausgeübt werden mufs, um diese Rotation der Bügel in gleicher Richtung zu bewirken. Nach Ampère's und Weber's elektrodynamischem Grundgesetze erklärt sich

diese Erscheinung auch sehr einfach, indem der obere *horizontale* Theil des Bügels in beiden Fällen unter dem prävalirenden Einfluſs des magnetischen Nordpoles bleibt.

Ich hatte den beschriebenen Versuch schon in meiner letzten Abhandlung angedeutet [1]) und hätte es bei dieser Andeutung bewenden lassen, wenn es nicht Hr. Helmholtz in seiner neuesten Publication für zweckmäſsig gehalten hätte, sich in so absprechender Weise über alle von Anderen bisher gegen sein Potentialgesetz erhobene Einwendungen auszudrücken. Es schien mir dies um so nothwendiger, als Hr. Helmholtz gleichzeitig die Resultate von selbst erdachten Versuchen mittheilt, durch welche er sich zu der Erkärung genöthigt sieht, „daſs die vom Potentialgesetze angezeigten Wirkungen der Stromenden nicht existiren“ [2]) und es ja gerade diese „Wir-

1) Pogg. Ann., Bd. 154, S. 328. Die wenigen Worte, mit welcher ich bereits an dieser Stelle den obigen Versuch beschrieb, sind folgende:

„Wurden die Ketten oder frei herabhängenden Kupferdrähte, nach Art des Barlow'schen Rades, durch leicht bewegliche Scheiben von dünnem Kupferblech ersetzt, so rotirten dieselben bei festgehaltenem Bügel *nach entgegengesetzten Richtungen*, je nachdem die Einwirkung des oberen oder unteren Magnetpoles überwog, während die Rotation des sich selbst überlassenen Bügels in beiden Fällen *nach derselben Richtung* erfolgte“. Ich erlaube mir hierbei zu bemerken, daſs zur Ausführung des Versuches möglichst kräftige galvanische Ströme anzuwenden sind und ebenso für eine hinreichend geringe Reibung in den Axen der Barlow'schen Räder gesorgt werden muſs. Der von mir benutze Apparat erforderte zum Gelingen des Experimentes drei kräftige Bunsen'sche Elemente für den Elektromagneten und ebenso viele für den beweglichen Bügel.

2) Da in dem betreffenden Satze diese Erklärung noch an eine Bedingung geknüpft ist, so theile ich die betreffende Stelle hier noch einmal mit: „Daraus ist also zu schlieſsen, daſs entweder die vom Potentialgesetze angezeigten Wirkungen der Stromenden nicht existiren, oder daſs auſser den von diesem Gesetze angezeigten elektrodynamischen Wirkungen auch noch solche der convectiv fortgeführten Elektricität

kungen der Stromenden“ waren, auf denen er seine ganze Mechanik der Gleitstellen basirt hatte, so dafs er, *bevor* diese Mechanik bekannt war, Hrn. Riecke gegenüber bereitwilligst die Beweiskraft elektrodynamischer Rotationsversuche mit *geschlossenen* Strömen gegen sein *elementares* Potentialgesetz anerkannt hatte. Uebrigens liegt es mir durchaus fern, durch diese Bemerkungen weder die wissenschaftliche Bedeutung der Helmholtz'schen Versuche noch die zu ihrer Auffindung erforderliche Erfindungsgabe irgendwie den Rotationsversuchen gegenüber herabzusetzen. Vielmehr erkenne ich auf das Bereitwilligste an, dafs auch zu diesen Versuchen, ebenso wie „z. B. bei der Construction optischer Instrumente und der Ermittelung optischer Methoden Scharfsinn und Erfindungsgabe“ [1]) erforderlich sind.

VI. *Ueber einige Formen des auf galvanischem Wege erhaltenen Silbers; von M. Kirmis.*

Auf Veranlassung von Hrn. Geheimrath Helmholtz unternahm ich in dessen Laboratorium eine Arbeit über Wanderung der Ionen, deren Hauptzweck es war, den eventuellen Einfluſs von Stromstärke, Temperatur und Concentration der angewendeten Lösungen auf die Gröſse der Ueberführung zu bestimmen.

Als Elektrolyte dienten verschiedene Lösungen von schwefelsaurem Kupfer; die Menge des an der Kathode

bestehen, dafs das Potentialgesetz also unvollständig sey, wenn man in ihm nur Rücksicht nimmt auf Fernwirkungen der in den Leitern fortströmenden Elektricität“.

1) Vgl. Helmholtz, Vorrede zum 2. Theil des 1. Bandes zu dem Handbuch der theoretischen Physik von W. Thomson und P. G. Tait. (1874) S. XIV.

ausgeschiedenen Metalles wurde vermittelst eines Silbervoltameters bestimmt.

Im Anfange wendete ich eine Thermobatterie an, durch welche gerade bemerkbare Zersetzung hervorgerufen wurde, und vermehrte die elektromotorische Kraft allmählich und systematisch bis auf 130 Daniell'sche Elemente.

Schon bei 50 Daniell bemerkte ich eine eigenthümliche, regelmäfsige Anordnung der Silberkryställchen im Platintiegel des Silbervoltameters, die bei weiterer Verstärkung der elektromotorischen Kraft so scharf hervortrat, dafs es mir interessant erschien, die Bedingungen festzustellen, denen diese Anordnung unterworfen ist.

Das Silber wird aus der wässrigen Lösung seiner Salze wesentlich in drei äufserlich verschiedenen Formen durch den Strom abgeschieden: „als deutlich krystallisirtes, als grau schwammiges und als schwarzes Silber." Die beiden letzten Modificationen zeigen, nach Vogel [1]), bei sehr starker Vergröfserung dieselbe krystallinische Textur und wesentlich dieselben Krystallformen wie die erste.

Unter deutlich krystallisirtem Silber verstehe ich solches, welches mit bloſsem Auge, oder bei schwacher Vergröfserung die Krystallform und die Anordnung der Krystalle genau erkennen läfst. Man erhält es stets in Dendriten, die baumförmig, oder moosartig sind und in grofsen glänzenden Blättern. Die Dendriten sind entweder nach octaëdrischen Axen, oder nach den Axen gewachsen, welche die gegenüberliegenden Ecken eines Hexaëders verbinden.

Die Herstellung aller dieser Formen des Silbers hängt ab von der Stromintensität, von der Concentration der angewendeten Lösung und von der Dichtigkeit des Stromes in einzelnen Punkten. Den wesentlichsten Einfluſs zur Erreichung der oben erwähnten, regelmäfsigen Anordnung der Silberkryställchen, den Impuls dazu scheint

1) Pogg. Ann. Bd. 117.

jedoch ein neues Moment, die Gröfse der elektromotorischen Kraft zu geben.

Die Anordnung meiner Versuche war folgende: In den Stromkreis war eingeschaltet: „der Apparat um die Wanderung der Ionen zu bestimmen, bestehend aus einer Flüssigkeitssäule von 580,0^{mm} Länge und 12,5^{mm} Querschnitt, ein Silbervoltameter und — Anfangs ein Galvanometer, später eine Tangentenbussole.“ Bei geringen elektromotorischen Kräften war der Silberniederschlag an der Wand des Platintiegels völlig gleichmäfsig, nur mit der Lupe liefs sich krystallinische Textur erkennen. Als ich die Anzahl der Elemente vermehrte, bemerkte ich auf dünnem Untergrunde erhabene, regelmäfsige Verticalstreifen, die nach einem unbekannten Mittelpunkte hin zu verlaufen schienen, bei 130 Daniell'schen Elementen gewannen die Streifen das Ansehen von Silberlinien, die mit der Feder auf den Platin-Untergrund gezeichnet sind, die Zwischenräume waren völlig frei von Silber. Der bisher als negative Elektrode benutzte Platintiegel war von der gewöhnlichen, stark conischen Form; ich wendete jetzt einen andern an, dessen Grundfläche einen Kreis von 40,0^{mm} Durchmesser, dessen Seite fast einen rechten Winkel mit der Basis bildete; die positive Elektrode war ein nach unten sich zuspitzender Silberstab. Der Strom circulirte 20 Stunden, die Menge des in einer Minute ausgeschiedenen Silbers betrug 2,72^{mgr}. Die Zeichnung im Tiegel war jetzt folgende: „auf der Basis gingen von einem scharf hervortretenden Mittelpunkte, der sich der positiven Elektrode gegenüber befand, in radialer Anordnung gekrümmte Silberlinien aus, die sich an den Wänden des Tiegels parallel und vertical in gleichmäfsigen Abständen fortsetzten.“

Statt des *einen* Centrums lassen sich leicht auch deren zwei erhalten, wenn man als positive Elektrode einen hufeisenförmigen Silberstab oder ein Rechteck aus Silberblech anwendet; in letzterem Falle bietet die Zeichnung am Boden genau den Anblick eines Magnetstabes dar, an

dessen beiden Polen sich Eisenfeile angesetzt hat. Je mehr das Ende der positiven Elektrode von einer scharfen Spitze abweicht, desto undeutlicher wird der Strahlenmittelpunkt.

Die folgenden Versuche zeigen, dafs die Gröfse der elektromotorischen Kraft von wesentlichem und bedingendem, die Aenderungen in der Intensität, der Concentration der Lösung und der Stromesdichtigkeit nur von untergeordnetem Einflusse auf die Bildung der erwähnten Linien sind.

Im Ganzen stellte ich 192 systematisch durchgeführte Versuche an, von denen ich hier nur einige wesentliche anführen will. Die Stromstärke gebe ich der bequemen Uebersicht halber, in Graden der von mir benutzten sehr empfindlichen Tangentenbussole.

No.	Gröfse der elektromotorischen Kraft	Stromstärke	Zeitdauer in Stunden	Die Lösung enthielt in 100 Th. an salpetersaurem Silber	Form des Silberniederschlages
1	Thermobatterie = 10 Daniell	0,25°	40h	4 Th.	völlig gleichmäfsiger Silberüberzug
2	50 Daniell	1,5	20	4 „	undeutliche Zeichnung
3	130 Daniell	4	20	4 „	die oben angeführte Streifung
4	1 Daniell	4	20	4 „	gleichförmiger Silberüberzug
5	5 Daniell	16,5	4	4 „	der Platintiegel ist mit blättrigen Silberkrystallen angefüllt
6	130 Daniell	4,2	20	1 „	die oben beschriebene Zeichnung
7	130 Daniell	3,8	20	15 „	die oben beschriebene Zeichnung
8	130 Daniell	3,8	20	30 „	keine Zeichnung

Man sieht aus 3) und 4), daſs bei genau gleicher Stromstärke, in derselben Zeit, bei derselben Concentration der Silberlösung und ich muſs hinzufügen, der nämlichen Form der Elektroden die Bildung der Zeichnung nicht stattfindet, wenn die elektromotorische Kraft nicht eine gewisse Gröſse erreicht.

Ist die Intensität sehr groſs (5), dann geht die Bildung des Niederschlages schnell vor sich, Dendriten und blattartige Krystalle füllen bald den Tiegel.

Um den eventuellen Einfluſs der Concentration der Lösung zu suchen, wendete ich unter sonst gleichen Verhältnissen nacheinander Lösungen an, die erst 1, 2, 3 ... 10, dann 10, 15, 20 ... Th. salpetersauren Silbers in 100 Th. Lösung enthielten. Bei 15 Proc. Silbergehalt wurde die Streifung undeutlich, bei 30 Proc. hörte sie ganz auf, die Wände des Tiegels waren dann mit groſsen warzenförmigen, dendritischen Gebilden bedeckt, am Boden jedoch blieben, selbst bei noch gröſserer Concentration der Lösung, Spuren regelmäſsiger Zeichnung sichtbar.

Die Stromesdichtigkeit ist ohne Einfluſs auf die Bildung der Streifen; dagegen ist die Deutlichkeit des radialen Mittelpunktes am Boden, von der spitzen Form der positiven Elektrode d. h. von der gröſseren Dichtigkeit in einem Punkte abhängig.

Hiermit sind die Bedingungen für die Hervorbringung der Zeichnung fixirt, sie sind:

1) Eine bedeutende elektromotorische Kraft.
2) Die Intensität darf eine gewisse Gränze nicht überschreiten (pro □Ctm. und Minute darf nicht mehr als $0{,}28^{mgr}$ Silber ausgeschieden werden).
3) Die Lösung darf in 100 Th. höchstens 25 Th. Silbersalz enthalten (die beste Concentration ist zwischen 5 und 10 Proc.).
4) Eine positive Elektrode mit scharfen Spitzen ist für die Bildung von deutlichen Strahlenmittelpunkten erforderlich.

Wie diese bedingenden Ursachen in einander greifen zu erforschen, muſs späteren Untersuchungen vorbehalten bleiben. Jedenfalls ist die etwaige Annahme, daſs die Verticalstreifen auf der Seite des Tiegels nur auf Flüssigkeitsströmungen beruhen, die durch die stetig leichter werdende Silberlösung hervorgerufen werden, nicht sehr wahrscheinlich. Denn einmahl lieſse sich dadurch die groſse Regelmäſsigkeit der Zeichnung und der gleichmäſsige Abstand der Streifen nicht erklären, und dann muſste jedes Hinderniſs die, nur den Gesetzen der Schwere folgende, Strömung aus ihrem Laufe ablenken. Ich theilte aber die Wand des Tiegels durch einen Querbalken von Kitt und trotzdem waren keinerlei Abweichungen von der Verticale in der Zeichnung bemerkbar.

Dieselbe, wenn auch undeutlichere, Verticalstreifung wie Silber, zeigte Kupfer, welches unter gleichen Bedingungen wie jenes aus der Lösung seines schwefelsauren Salzes gefällt war.

Eine interessante Beobachtung muſs ich noch erwähnen, die ich mit Hülfe der mir zu Gebote stehenden starken elektromotorischen Kraft machte. Es ist bekannt, daſs sich unter gewissen Verhältnissen aus einer Silberlösung an der negativen Elektrode ein schwarzer Ueberzug ausscheidet, den man Anfangs für Silberhydrür hielt, von dem aber Poggendorff bewies, daſs er eine eigene Modification des Silbers ist. Poggendorff beobachtete auch zuerst, daſs bei vorsichtigem Oeffnen des Stromes dieser schwarze Niederschlag seine Farbe ändert und gelblich weiſs wird, dagegen gelang es ihm nicht, diese gelblich weiſse Modification wieder in die schwarze zurückzuführen [1]). Mit Hülfe einer starken Nor'schen Thermobatterie gelang es mir leicht unter Beobachtung der von Poggendorff angegebenen Bedingungen den schwarzen Niederschlag zu erhalten. Als positive Elektrode diente mir ein Silberstab, als negative ein kleiner Platinlöffel,

1) Pogg. Ann. Bd. 75.

der Niederschlag erschien intensiv schwarz, von blumenkohlartiger Form. Oeffnete ich die Kette, so veränderte er, je nach der Menge, entweder blitzartig, oder langsam weiterglimmend seine Farbe in ein gelbliches Grau. Schaltete ich nun statt der Thermobatterie, eine Säule von 130 Daniell ein, so ging dieses gelblich graue Silber langsam wieder in die schwarze Midification über, es bildete sich nicht etwa nur ein neuer Ueberzug von schwarzem Silber, die ganze Masse wurde durchweg schwarz.

Zum Schluſs will ich noch eine genauere Beschreibung des Baues der abgehandelten Silberstreifen geben, und einige Beobachtungen über die Krystallformen des aus den wässrigen Lösungen seiner Salze durch den Strom abgeschiedenen Silbers hinzufügen.

Mit bloſsem Auge betrachtet erscheinen die Streifen als Aneinanderhäufungen von moosartigen Dendriten, deren krystallinische Natur sich nur durch einzelne spiegelnde Flächen verräth. Bei 45facher Vergröſserung erkennt man deutlich Würfel, Octaëder, Würfel mit untergeordnetem Octaëder, und Octaëder mit untergeordnetem Würfel; andere Formen wahrzunehmen gelang mir nicht. Die Wachsthumsrichtungen zu bestimmen ist wegen der geringen Gröſse der Objecte sehr schwer, doch konnte ich in vielen Fällen einen oder mehrere parallele Hauptäste unterscheiden, von denen Verzweigungen ausgingen, die nach den Axen gewachsen waren, welche die gegenüberliegenden Ecken des Hexaëders verbinden. Würde es gelingen gröſsere Formen zu erhalten, an denen man genau die Gesetze des Wachsthums bestimmen könnte, so wäre damit vielleicht der Weg zur ungezwungensten Erklärung für die Entstehung jener Silberstreifen angebahnt.

Es war natürlich, daſs ich auch unter anderen Bedingungen entstandene Silberdendriten in das Bereich meiner Untersuchungen zog.

Ich fand, daſs Aenderungen in der Stromintensität und der Concentration der Lösungen von wesentlichem Einfluſs

auf die Krystallform und die Wachsthumsrichtung sind. Füllt man eine verticalstehende Glasröhre mit concentrirter Lösung von salpetersaurem Silber und leitet den Strom von 3 Bunsen'schen Elementen hindurch, so bilden sich am negativen Pole Dendriten, die ich in fast allen Fällen nach octaëdrischen Axen gewachsen fand und deren Structurverhältnisse schon mit der Lupe sehr deutlich zu erkennen waren. In einem Falle bemerkte ich aufser den angegebenen Krystallformen, Combination vom Lucitoid mit dem Octaëder und Würfel, dagegen gelang es mir nie, trotz strengen Einhaltens der vorgeschriebenen Bedingungen, Zwillinge von einem Hexakisoctaëder zu erhalten, welche Seykauf mittelst des Stromes darstellte und Dauber beschrieb [1]).

Durch die Güte von Hrn. Prof. Websky war es mir möglich die dendritischen Silberbildungen, welche sich in der hiesigen Mineraliensammlung befinden, zu untersuchen, und es scheint, dafs die beiden Wachsthumsrichtungen, die trigonale und die octaëdrische nach verschiedenen Fundorten gesondert sind. Die ausgezeichneten Dendriten auf Quarz aus Peru zeigten sämmtlich trigonales Wachsthum, während solche aus der Grube Wittichen nach octaëdrischen Axen gewachsen sind. Ein genaueres Studium der künstlichen Silberdendriten und der Bedingungen für ihre Bildung dürfte eine erwünschte Hülfe für die geologische Erklärung der natürlichen seyn.

1) Liebig's Ann. d. Chem. u. Ph. Bd. 78.

VII. *Die Schwingungs-Erregung und die Bewegung der Luftsäule in offenen und gedeckten Pfeifen;*

von Fr. W. Sonreck,
Orgelbaumeister in Cöln.

In den physikalischen und akustischen Lehrbüchern wird der Proceſs, welcher sich beim Anblasen einer offenen oder gedeckten Pfeife vollzieht, bisher noch so dargestellt, als ob der Luftstrom, welcher aus der Kernspalte des Pfeifenfuſses hervordringt und sich gegen die obere Kante der Anblaseöffnung bricht, auf die Luftsäule der Pfeife *Stöſse* ausübte. Diese Stöſse sollen dann die Ursache seyn, aus welcher die Luftsäule in Schwingung geräth. Einige Physiker nehmen an, daſs die Stöſse anfangs *unregelmäſsig* seyn könnten; sie würden aber sehr bald bei einer gut ansprechenden Pfeife, durch den Einfluſs der reflectirten Wellen, regulirt. Alsdann sollen sich regelmäſsige stehende Schwingungen bilden, durch welche die Luftsäule in der Pfeife selbsttönend wird.

Seit zehn Jahren mit einer Reihe von Untersuchungen physikalischer und akustischer Erscheinungen im Gebiete der Orgelbaukunst beschäftigt, hat diese Darstellung stets groſsen Zweifel an ihrer Richtigkeit in mir erregt. Es war mir undenkbar, daſs ein ruhiger, im Druck stets gleichmäſsiger Luftstrom dadurch, daſs ein Theil desselben gegen die Oberlippe der Mundöffnung gebrochen wird, in eine stoſsende Bewegung übergehen sollte. Beide Ströme, sowohl derjenige, welcher an der Mundöffnung vorbei eilt, wie auch der andere Strom, welcher in die Pfeife gelangt, müssen in der gleichmäſsigen Bewegung verharren, weil sich keine Ursache auffinden läſst, welche diese Bewegung, an und für sich genommen, in eine *stoſsende* umändern kann. Da diese Stöſse die Luft-

säule in der Pfeife zum Schwingen *anregen sollen*, so müssen sie also vor der eintretenden Schwingung schon existiren. Wenn nun auch die Ursache ihrer Entstehung damit noch nicht nachgewiesen ist, indem man sagt: der Anblasestrom bricht sich am Labium der Pfeife, so müfste doch wenigstens diese ihre Existenz nachweisbar seyn. Die Annahme, dafs diese Stöfse anfangs unregelmäfsig seyn können (die regelmäfsigen werden also nicht ausgeschlossen), erfordert ebenfalls eine Untersuchung, aus welcher Ursache die Regelmäfsigkeit oder die Unregelmäfsigkeit herzuleiten wäre. Im Falle der Regelmäfsigkeit der Stöfse müfsten sich dieselben mit jedem beliebigen Ton, den man z. B. auf einer Flöte anbläst, und den sie erregen sollen, vorher in ein gleiches Schwingungsverhältnifs gesetzt haben! Nehmen wir auch einmal an, dafs bei der Theilung des Anblasestromes am Oberlabium sich unregelmäfsige Stöfse entwickelten, so würden diese am wenigsten im Stande seyn, die Luftsäule in Vibration zu bringen. Es würde sich nur ein Geräusch entwickeln, und im Inneren der Pfeife eine klanglose Luftströmung oder eine kräuselnde Bewegung der vom Strom abgerissenen Lufttheile entstehen.

Von diesen Erwägungen geleitet, habe ich mir viele Mühe gegeben die vermeintlichen Stöfse wenigstens aufzufinden. Alsdann hätte sich auch ihre Entstehung nachweisen lassen. Für experimentirende Physiker möchte ich einen meiner Versuche zur Controle empfehlen.

Man bediene sich einer cylindrischen Pfeife von 2 Meter Länge und einem Durchmesser von 12 Centimeter, welche gut anspricht und deren Rohr sich 2 bis 3 Centimeter über der Anblaseöffnung (der Oberlippe) abnehmen läfst. Nachdem die Luftsäule schwingt, resp. die Pfeife tönt, hebt man das Rohr ab. Man wird in dem noch stehenden Körperstück nur noch ein Geräusch wahrnehmen, welches der Anblasestrom am Rande der Oberlippe verursacht. Untersucht man dieses Geräusch mittels einer Membrane, dann wird man auf derselben keine anderen

Erscheinungen wahrnehmen, als die, welche ein gewöhnlicher Luftstrom gegen die Membrane erzeugt.

Man stelle jetzt die Pfeife wieder her und sperre den Wind mittels eines unter dem Fuſse der Pfeife befindlichen Schiebers ab. Oeffnet man den Schieber um ein ganz Geringes und allmählig mehr, bis der Anblasestrom die Oberlippe der Mundöffnung erreicht, dann wird man wieder nur ein Geräusch wahrnehmen, welches mit der Membrane untersucht, weder Stöſse noch Schwingungen anzeigt. Bei langsam fortschreitendem Oeffnen des Schiebers werden sich Schwingungsbewegungen auf der Membrane zeigen, und bald darauf wird auch der Grundton der Pfeife dem Ohr vernehmbar. Dieſs letztere beruht meines Erachtens darauf, daſs unser Ohr die Schwingungsbewegungen von schwachen und tiefen Tönen etwas später empfindet. Daſs die *ersten* Bewegungen auf der Membrane aber *Schwingungsbewegungen des entstandenen Klanges, und keine denselben vorbereitenden oder erregenden Stöſse* des Anblasestromes sind, zeigt deutlich die Configuration auf der Membrane, weil sie bis zum vollen Erklingen des Tones dieselbe bleibt.

Ob sich durch ein anderes Verfahren die Stöſse wirklich noch auffinden lassen, bezweifle ich sehr. Dagegen glaube ich, das Verhalten des Anblasestromes als *Erreger* der Schwingungen und seine *unbedingte Abhängigkeit von den Schwingungsgesetzen der jedesmaligen Luftsäule* nach folgender Darstellung richtig aufgefunden zu haben.

a) Schwingungs-Erregung des Grundtones bei offenen Pfeifen.

Wenn eine Pfeife intonirt, und der Anblasestrom so gestellt ist, daſs er das Oberlabium der Pfeife streift, dann reiſst dieser Strom fortwährend Lufttheile aus dem Innern der Pfeife mit sich fort, und zwar die ihm zunächst liegenden. Obgleich ein kleiner Theil des Stromes beim Streifen an das Labium in die Pfeife hineingelangt, so ist das Quantum Luft, welches der Strom herausreiſst, bedeutend gröſser. Es entsteht in Folge dessen zunächst

in der unteren Luftschicht der Pfeife eine Verdünnung. Die äufsere Luft hat zwar das Bestreben, diese Verdünnung auszugleichen, aber sie kann weder an der oberen, noch an der unteren Oeffnung der Pfeife sofort dazu gelangen. Die in der Pfeife ruhende Luftsäule giebt dem äufseren atmosphärischen Druck erst dann nach, wenn die Verdünnung so weit fortgeschritten ist, dafs sie die Mitte des Pfeifenrohres (wo sich der Schwingungsknoten bildet) erreicht hat. An der unteren Oeffnung der Pfeife hindert der Anblasestrom, welcher diese Oeffnung gleichsam verschliefst, ebenfalls die sofortige Ausgleichung.

In dem Augenblick nun, in welchem die Verdünnung in dem unteren Theile der Pfeife einen so hohen Grad erreicht hat, dafs der Druck der äufseren Luft den Anblasestrom nach *einwärts* zu drücken vermag, *schneidet sich am Oberlabium eine Luftwelle von dem Anblasestrom ab*, welche die vorhandene Verdünnung aufhebt, und eine momentane kleine Verdichtung zur Folge hat. Dieser Rückschlag pflanzt sich der Länge des Rohrs nach fort und stöfst in der *Mitte* desselben mit dem Druck zusammen, welchen die äufsere Luft gleichzeitig auf die obere Oeffnung der Pfeife resp. auf die Luftsäule ausgeübt hat. Es hat sich also in der Mitte des Rohres die starke Verdichtung gebildet, welche wir den Wellenberg, oder die akustische Welle nennen wollen. Ich sage mit Absicht „akustische Welle", denn, nachdem bisher die *mechanische* Erregung allein thätig war, tritt von jetzt an das der Luftsäule eigenthümliche Schwingungsgesetz und die *Schallwirkung* mit ein.

Es ist einleuchtend, dafs in dem Augenblick, in welchem sich eine Luftwelle von dem Anblasestrom abgeschnitten und die Verdünnung in dem unteren Theile der Pfeife aufgehoben hat, der Anblasestrom in seine vorige Lage resp. Richtung zurückkehrt. Hiermit beginnt aber auch wieder das Evacuiren. Es tritt also wieder eine Verdünnung ein; der Anblasestrom wird abermals einwärts gedrückt und mit dieser dann wieder eintretenden

Verdichtung fällt die Rückkehr der akustischen Welle des Schwingungsknotens zusammen.

Es muſs vor Allem darauf hingewiesen werden, daſs die von dem Anblasestrom abgerissene Luftwelle nicht durch ihr Volumen, sondern mehr durch ihren Rückschlag auf die Verdünnung, resp. durch die Unterbrechung derselben wirkt. Ich will versuchen, für Nichtphysiker dieses in einem Bilde zu veranschaulichen.

Man stelle sich die Luftsäule der Pfeife als eine ziemlich enge, aber nicht dicht gewundene Spiralfeder vor, die in der Mitte der Pfeife befestigt und um ein Drittheil kürzer als die Hälfte der unteren Pfeifenlänge ist. Man ziehe das freie Ende der Spiralfeder an einem Faden bis auf den Boden der Pfeife herunter und nehme an, daſs nach dieser Spannung der Faden reiſst, sobald die Feder an dem Boden der Pfeife angelangt ist. Die Feder wird zurückschnellen und ihre Ringe werden gegen einander schlagen. Denken wir uns dieses in mehrmaliger Aufeinanderfolge, so haben wir ein annähernd richtiges Bild von der Schwingungserregung. Das Herunterziehen der Spirale stellt die Verdünnung vor, welche der Anblasestrom auf die untere Luftsäule der Pfeife ausübt: das Abreiſsen des Fadens stellt den Moment dar, in welchem die äuſsere Luft den Anblasestrom nach Innen drückt, und die am Labium abgerissene Luftwelle die Verdünnung wieder aufhebt. Der Anblasestrom tritt hierauf in seine vorige Richtung zurück und beginnt wieder mit der Verdünnung der Luftsäule u. s. w.

Die bisher gedachten und hypothetisch angenommenen Stöſse lösen sich also in eine pendelartige *Hin- und Herbewegung* des Anblasestromes auf, welche am Rande des Oberlabiums die weiteste Amplitüde hat, *von der Elasticität der Luftsäule der Pfeife und dem Druck der äuſseren Luft abhängig*, und *somit den Schwingungsgesetzen der Luftsäule unterworfen ist.*

Sehen wir nun, was sich gleichzeitig in der oberen Hälfte des Pfeifenkörpers begiebt, nachdem die erste Ver-

dichtung (die akustische Welle) sich in dem Schwingungsknoten gebildet hat.

Es ist bekannt, dafs die akustischen Schallwellen keine Verschiebung der Lufttheilchen bewirken. Indem nun die erste Verdichtung sich als Schallwelle in der Mitte der Pfeife gebildet hat, schwingt sie nach beiden Oeffnungen der Pfeife zurück und theilt ihre Schwingungsbewegung der äufseren Luft mit. Die Schallwelle, welche zur oberen Oeffnung hinschwingt und dort den zweiten Wellenberg bildet, theilt sich von dort aus der äufseren Luft mit, und zwar ohne Hindernisse. Die Schallwelle, welche an dem unteren Ende der Pfeife ihren Wellenberg bildet, findet dort eine 1½ mal kleinere Oeffnung (die Aufschnittsfläche) und wird auch durch den Anblasestrom in ihrer Intensität abgeschwächt. Eine offene Pfeife, welche cylindrisch ist, sendet daher von der oberen Oeffnung stärker klingende Schallwellen aus, als von der unteren Oeffnung.

Während dieses Schwingens der Luftsäule mufs die äufsere *atmosphärische Luft* fortwährend durch die obere Oeffnung in die Pfeife *eindringen*, weil der Anblasestrom den unteren Theil der Pfeife fortwährend evacuirt. Es kann hierin nur eine Unterbrechung in dem Augenblick stattfinden, in welchem der Anblasestrom nach Innen gedrückt wird und eine Luftwelle abgiebt, welche der Schwingung der Luftsäule einen neuen Impuls ertheilt. Dieses *Hereinströmen* der Luft ist den Schwingungen eben so wenig hinderlich, wie der Luftstrom, welcher eine Trompete, Clarinette u. s. w. in entgegengesetzter Richtung durchzieht.

Das fortwährende Eindringen der äufseren Luft in eine offene Pfeife ist auch sichtbar leicht darzustellen. Man bedient sich hierzu eines Gummibeutels, dessen innere Luft mit feinem Mehlstaub oder Harzrauch stark gefärbt ist, und einer *gläsernen* Pfeife. Bevor man die Pfeife erklingen läfst, drückt man einige Kubikzoll Luft aus dem Beutel in den oberen Theil der Pfeife. Beim

Ansprechen der Pfeife bewegt sich die gefärbte Luftmasse in ruhigem Strome abwärts nach der Anblaseöffnung hin. Unterbricht man die Ansprache, dann hört auch sofort die Fortbewegung der Luft auf. Die Staub- oder Rauchtheilchen werden durch die Schwingungen der Luftsäule eben so wenig verschoben wie die Lufttheile. Sie passiren den Schwingungsknoten so ruhig wie die Schwingungsbäuche. Sobald sie sich aber der Anblaseöffnung nähern, werden sie von der mechanischen Bewegung des Anblasestromes ergriffen und in schnellen Wirbelwindungen heraus geschleudert. Eine zitternde Bewegung, welche den Ein- und Ausbiegungen des Anblasestromes entspricht, ist nur bei 16füfsigen weit mensurirten Pfeifen an dieser Stelle sichtbar wahrzunehmen. Die Geschwindigkeit, mit der die gefärbte Luft sich durch die Pfeife fortbewegt, hängt ab von der Stärke des Anblasestromes, der Gröfse der Mundöffnung und dem kubischen Inhalt der Pfeife. Der Luftinhalt einer Pfeife von 8 Fufs Länge und 5 Zoll Durchmesser, bei welcher die Aufschnittsöffnung und die Stärke des Anblasestromes normal sind, erneuert sich in 30 Secunden. Eine zu dichte Anhäufung der Staub- oder Rauchtheilchen beeinträchtigt die Schwingungen der Luftsäule.

Die Thatsache, dafs eine eng mensurirte Pfeife ihren Grundton nicht so rasch angiebt, wie eine Pfeife von gleicher Länge mit gröfserem Durchmesser, beruht darauf, dafs bei einer engen Pfeife der Anblasestrom mehr nach Aufsen dirigirt ist, und dafs derselbe das Oberlabium nur schwach streifen darf. Es verzögert sich hierdurch die anfängliche Verdünnung des unteren Theiles der Luftsäule und hiermit auch das Eintreten der ersten Luftwelle. Ist die Luftsäule aber in eine stehende Schwingung übergegangen, dann genügt die Richtung des Stromes vollständig, um sie in der Schwingung zu erhalten. Neigt man bei einer engen Pfeife die Richtung des Stromes einwärts, dann wird statt des Grundtones der erste oder zweite Aliquot-Ton erscheinen. Die Evacuirung

findet zu schnell statt, und weil in einer engen Röhre die Lufttheilchen nicht so rasch folgen können, so drückt die äufsere Luft den Strom früher ein, und es bildet sich schon auf dem vierten resp. sechsten Theil der Rohrlänge ein Schwingungsknoten, welcher die ganze Luftsäule in die gleiche stehende Schwingung versetzt.

Dasselbe gilt von dem zu starken Anblasen aller offenen Pfeifen.

b) Andere Formen der Erregung.

In Vorstehendem habe ich gezeigt, wie der Anblasestrom auf die Luftsäule wirkt, wenn er zum gröfsten Theile vor der Anblaseöffnung herstreicht, und dafs in diesem Falle fortwährend atmosphärische Luft in die obere Oeffnung der Pfeife eindringt.

Es kann der Anblasestrom die Luftsäule auch in Schwingung versetzen, wenn er mehr nach dem *Innern* der Pfeife gerichtet wird, und zwar so, dafs ein Theil desselben sich von unten nach oben durch die Pfeife bewegt, wodurch sich also die Luftsäule aus dem Anblasestrom erneuert. Es eignen sich hierzu nur mittel und weit mensurirte Pfeifen und der Hergang ist hierbei folgender:

Der Widerstand, welchen die Luftsäule der Pfeife dem Anblasestrom entgegensetzt, ist derselbe, nur mit dem Unterschiede, dafs statt der Verdünnung jetzt eine *Verdichtung* in dem unteren Theile der Pfeife entsteht. Der Strom wird in diesem Verdichtungsmoment nach Aufsen gedrückt, und es schneidet sich jetzt eine Luftwelle nach *Aufsen* am Labium ab. Der Druck der atmosphärischen Luft auf die Mundöffnung der Pfeife, so wie die geringere Dichtigkeit, welche hierdurch in der unteren Hälfte der Pfeife entstanden ist, bringen den Anblasestrom wieder in seine vorige Lage. Beim Abschneiden der Luftwelle dehnt sich die erste Verdichtung aus der Mitte nach beiden Oeffnungen der Pfeife aus und die vom Boden der Pfeife

rückkehrende Welle fällt mit dem vollen Druck des Anblasestromes wieder zusammen.

Bringt man in eine Glaspfeife solcher Art die getärbte Luft bis in die Mitte der Pfeife, dann sieht man beim Erklingen derselben die Rauchtheilchen so rasch in die Höhe steigen, wie die Erneuerung der Luftsäule durch den Strom vor sich geht.

Es folgt also auch aus dieser Erscheinung wieder, dafs die Verdünnungen und Verdichtungen einer eingeschlossenen Luftsäule (welche sie nach den Gesetzen ihrer Schwingungsfähigkeit erleidet) unter Mitwirkung der äufseren Luft *dem Anblasestrom seine Thätigkeit anweisen und reguliren.*

Zwischen diesen beiden äufsersten Richtungen des Anblasestromes sind noch viele andere Richtungen möglich, welche die Luftsäule zur Schwingung anregen. Nur bei *einer* Stellung des Stromes tritt *keine* Ansprache der Pfeife ein, und dieses findet statt, wenn der Strom am Labium sich so theilt, dafs in der Pfeife weder eine Verdichtung noch eine Verdünnung der Luftsäule stattfinden kann, und beide Theilströme sich paralisiren. Bei Pfeifen von mittlerer Länge und höher hinauf, welche eine mittlere Mensur haben, ist die Ansprache am günstigsten, wenn der Anblasestrom eine solche Richtung erhält, dafs *gar keine Lufterneuerung* in der Pfeife stattfindet. Dieser ist nur dadurch möglich, dafs der stärkere Theilstrom vor dem Labium herstreicht und eine Verdünnung in der Pfeife schafft, die durch die abreifsende Luftwelle im *Volumen* ausgeglichen wird. Man hat diese Richtung des Anblasestromes gefunden, wenn die gefärbte Luft in dem oberen und mittleren Theile der Glasröhre ruhig stehen bleibt.

Zur Unterstützung dieser Bewegungs-Gesetze des Ausblasestromes in Verbindung mit der schwingenden Luftsäule der Pfeife mag noch Folgendes aus der Erfahrungslehre dienen.

Bei sehr engmensurirten Pfeifen von einer Länge von 4 Fufs bis 16 Fufs ist die prompte Ansprache des Grund-

tones äufserst schwierig herzustellen. Die geringste Veränderung der Luftdichte im Gebläse, das raschere oder langsamere Oeffnen des Ventils, welches den Wind in die Pfeife einströmen läfst, oder eine kaum wahrnehmbare Luftbewegung, Wärmestrahlung u. dergl. werden die Ursache, dafs die Pfeife bald gut anspricht, bald in den nächsten Oberton übergeht oder ganz schweigt und dann wieder eine Zeit lang zwar im Grundton, aber sehr verspätet anspricht. Diese Vorkommnisse beruhen auf der Empfindlichkeit des Anblasestromes und auf der erschwerten Schwingung einer langen und engen Luftsäule. Die Empfindlichkeit des Anblasestromes ist hierbei überwiegend. Giebt man diesem Strom an beiden Seiten der Mundöffnung eine Begränzung durch Anlöthen sogenannter Seitenbärte, dann wird die Ansprache schon zuverlässiger. Bringt man aber einen Metallstreifen, welcher eine Breite hat, die der Höhe des Aufschnittes gleich ist, in einiger Entfernung quer vor die Anblaseöffnung, dann spricht der Ton so prompt und zuverlässig an, wie der einer weit mensurirten Pfeife. Die Ursache hiervon liegt unzweifelhaft darin, dafs die Oscillationen des Stromes, welche gegen die Fläche des Metallstreifens reflectiren, nicht mehr den Schwankungen ausgesetzt sind, welche die freie Luft vorher ermöglichte.

c. Zungenpfeifen (aufschlagende).

Chladni zählte schon mit Recht die Zungenpfeifen zu den offenen, obgleich man die Oeffnung, wo die Luft hineingeblasen wird, äufserlich als eine verschlossene ansehen könnte. Die Schwingungs-Erregung in diesen Pfeifen ist sehr einfach, und deshalb ist bei denselben von den sogenannten *„Stöfsen“* auch nie die Rede gewesen. An dem unteren spitzen Ende des Pfeifenkörpers ist bekanntlich das Mundstück mit der Zunge in einem Knopf befestigt und mit einer Stimm-Krücke versehen. Dieses Mundstück ist bis an den Knopf mit einer kurzen Röhre umschlossen,

in welche an dem unteren offenen Ende die verdichtete Luft aus dem Gebläse eintritt. Beim Anblasen der Pfeife wird das untere freie Ende der Zunge, welche mit einer Biegung nach Aufsen die Oeffnung des Mundstückes etwas frei läfst, von dem Luftstrom gegen das Mundstück gedrückt. Die elastische Zunge giebt dem Druck bei diesem ersten Niedergange nicht so weit nach, dafs die Oeffnung des Mundstückes ganz bedeckt wird. Die Zunge schwingt zurück, und erst nach diesem zweiten Gange wird die Amplitude so grofs, dafs sie beim Niederschlagen die Oeffnung des Mundstückes ganz verschliefst und dann wieder zurückschnellt. Es werden also hierdurch ähnlich wie bei der Sirene, von dem continuirlich wirkenden Strom Luftwellen abgeschnitten, und zwar pro Secunde so viele, als die Zunge vermöge ihrer Länge und Dicke Schwingungen zu machen, geeignet ist.

Bei freischwingenden Zungen, welche in der Oeffnung einer Platte schwingen, wird sowohl beim Hingange, wie auch beim Hergange eine Luftwelle abgeschnitten, weil sie bei jedem Gange die Oeffnung passiren und momentan verschliefsen. Es mufs also eine aufschlagende Zunge bei der gleichen Anzahl von Luftwellen pro Secunde die doppelte Zahl der Vibrationen machen.

Diese mittels Schwingung der Zunge formirten Luft- oder Schallwellen gelangen aus dem Mundstück in das Schallrohr und theilen ihre Schwingungen der darin stehenden Luftsäule mit. Die Verstärkung, welche sie hierdurch erhalten, ist abhängig von der passenden Divergenz des Schallrohres.

So einfach wie bei diesen so wie bei den freischwingenden Zungenstimmen die Bildung der Schallwellen auch ist, so complicirt gestaltet sich bei denselben die Mitwirkung der Luftsäule in der Schallröhre und des die Zunge umgebenden abgeschlossenen Raumes. Ich übergehe dieses, weil es in die gegenwärtige Besprechung nicht hineingehört.

d. Gedeckte und halbgedeckte Pfeifen.

Die Schwingungs-Erregung bei gedeckten Pfeifen ist analog der Erregung bei den offenen, jedoch mit dem Unterschiede, dafs der Anblasestrom zumeist nur ***verdünnend*** auf die innere Luftsäule wirkt. Wendet man die figürliche Bewewegung der Spiralfeder hier wieder an, dann mufs man sich den festen Punkt der Feder an dem oberen geschlossenen Ende der Pfeife denken. Im Uebrigen bleibt das Bild dasselbe, denn, sobald die Verdünnung einen so hohen Grad erreicht hat, dafs die äufsere Luft auf den Anblasestrom wirkt, schneidet sich eine Luftwelle nach innen ab, und somit ist die erste Schwingung der Luftsäule eingeleitet. Die von dem oberen geschlossenen Ende zurückkommende Verdichtungswelle fällt mit der zweiten abgeschnittenen Luftwelle zusammen, nachdem die Verdünnung ihr vorhergegangen ist.

Die Schallwellen dieser Schwingungen können sich der äufseren Luft nur durch den Anblasestrom mittheilen. Ihre Intensität wird durch denselben abgeschwächt. Will man den Ton einer gedeckten Pfeife auf dieselbe Entfernung hörbar machen, wie den gleichnamigen Ton einer offenen Pfeife, dann mufs der Anblasestrom verstärkt und der Aufschnitt resp. die Mundöffnung erweitert werden.

Die Signalpfeife unserer Locomotive ist eine gedeckte Pfeife. Da die Aufschnittsöffnung rings um den Pfeifenkörper geführt ist, und der Anblasestrom in entsprechender Kraft vorhanden ist, so läfst sich mit dieser Pfeife ein gellender und sehr intensiver Klang erreichen.

Unter ***halbgedeckten*** Pleifen versteht man solche, die an dem oberen geschlossenen Ende eine kleine Oeffnung haben. Bei diesen Pfeifen tritt die Schwingungs-Amplitude je nach der Gröfse der Oeffnung von dem geschlossenen Ende zurück. Sie wird also kürzer und der Ton höher. Mit diesen Oeffnungen, welche den Klang selbstverständlich auch heller machen, läfst sich nur in der zwei- und dreigestrichenen Octave der achtfüfsigen Tonlage operiren. In den gröfseren Pfeifen richtet die Oeffnung,

gleichviel ob gröſser oder kleiner, eine Störung der einfachen Schwingung an. Setzt man aber ein Röhrchen in die Oeffnung, welches auch nur die Länge des Durchmessers der Pfeife hat, dann ist die allerdings etwas verkürzte Schwingung wieder möglich. Der Grund dieser Erscheinung ist leicht zu erkennen. Da die gedeckten und halbgedeckten Pfeifen in der ersten Schwingung (Grundton) keinen Schwingungsknoten haben, so muſs eine Oeffnung am oberen Ende der Pfeife der Verdichtung und der Verdünnung der Luftsäule nachtheilig seyn und ihre erste Schwingung unmöglich machen, wenn die Oeffnung so groſs ist, daſs die Ausgleichung sofort stattfinden kann. Der Reibungswiderstand im Röhrchen verhindert dieses, und selbstverständlich um so mehr, je länger das Röhrchen genommen wird; aber es geht hiermit auch der beabsichtigte Zweck: die Klangfarbe zu ändern — verloren.

In gedeckten und halbgedeckten Pfeifen kann die Schwingungs-Erregung auch stattfinden, wenn der Anblasestrom *in* die Pfeife geleitet wird und (wie bei den offenen Pfeifen schon bemerkt wurde) die Luftwelle sich nach Auſsen abschneidet. Ueberhaupt ist bei gedeckten Pfeifen, sobald sie die doppelte Weite des offenen Pfeifenrohres haben, die Ansprache des Grundtones in Bezug auf die Richtung des Anblasestromes nicht schwierig.

e. Weitere Bemerkungen und practische Nachweise.

Da gegenwärtige Abhandlung nur den Zweck hat, die Erregung des Grundtones als erste Schwingungsart einer Luftsäule darzustellen, so habe ich alles das umgehen müssen, was in das Gebiet der Obertöne, der Doppeltöne und der weiteren akustischen Erscheinungen gehört. Was die Schwingungs-*Erregung* anbetrifft, so bleibt diese in allen Formen der Theilbarkeit der Schwingungen dieselbe, und es tritt bei den Labialpfeifen nur der Wechsel in Bezug auf die Verdichtungen und Verdünnungen ein, welcher durch verstärktes Anblasen, oder durch eine veränderte Richtung des Anblasestromes hervorgerufen wird.

Es erübrigt nur, noch weitere Beweise für die Richtigkeit meiner aufgestellten Sätze hier mitzutheilen.

Das Experiment mit gefärbter Luft ist beweisend 1) für das *Einströmen* der atmosphärischen Luft in das obere Ende einer offenen Pfeife, wenn der Anblasestrom vor dem Labium herstreicht und die Verdünnung durch das Abgeben einer Luftwelle nach Innen nur momentan unterbricht; 2) für das *Ausströmen* von Luft aus dem oberen Ende der Pfeife, wenn der Anblasestrom stark nach dem Inneren der Pfeife gerichtet wird, und die entstehende Verdichtung durch das Abgeben einer Luftwelle nach Aufsen momentan unterbrochen wird; 3) für das relative *Stillstehen* der Luftsäule, wenn der Anblasestrom um so viel wieder nach Aufsen dirigirt wird, dafs die abgerissene Luftwelle die vorhergegangene Verdünnung auch im *Volumen* aufhebt; 4) dafs bei der akustischen Schwingung der Luftsäule ihre Lufttheile sich nicht verschieben und nur in der Nähe des Anblasestromes an dessen mechanischer Bewegung theilnehmen.

Bei der Ansprache *gedeckter* Pfeifen kann der Anblasestrom dieselben drei Richtungen haben, und es mufs die Beschaffenheit der schwingenden Luftsäule bezüglich ihrer Dichte der jedesmaligen Richtung entsprechen. Der demonstrative Beweis hierfür ist am leichtesten mit einer *manometrischen* Vorrichtung zu liefern. Um die Beobachtung recht auffallend zu machen, fülle man die Glasröhren des Manometers mit Weingeist an, und neige dieselben aus der Verticalstellung in einem Winkel von 30° bis 25° herunter. Bei der vorhin erwähnten ersten Richtung des Anblasestromes wird die Flüssigkeitssäule beim Ansprechen der Pfeife um 4 bis 5^{mm} zurückgehen und in dieser Lage so lange verbleiben als die Pfeife tönt.

Die Verdünnung der Luftsäule ist hierdurch also constatirt.

Bei der zweiten Richtung des Stromes wird die Säule in demselben Maafse steigen und in ihrer Lage ebenfalls

so lange verharren als das Tönen der Pfeife dauert, und hiermit ist die Verdichtung bewiesen.

Bei der dritten Richtung des Stromes wird die Flüssigkeitssäule stehen bleiben, also weder eine Verdichtung noch eine Verdünnung anzeigen.

Ich bediente mich zu diesem Versuche einer gedeckten Pfeife von 70 Centimeter Länge und 10 Centimeter Querschnitt. Der Druck im Gebläse war der bei der Orgel gebräuchliche = 9 Kilo auf den Quadrat-Fuſs der Oberplatte = 35° der Orgelbauer-Windwaage.

Bei diesem Experiment, sowohl mit der gefärbten Luft in offenen Pfeifen, wie bei Anwendung des Manometers bei gedeckten Pfeifen, erscheint die Bewegung der Ersteren oder auch die Ruhe derselben, und ebenso der Rand der Flüssigkeitssäule ohne Vibration. Es ist aber anzunehmen, daſs die Luftsäule der Pfeife nicht so ruhig fortschreitet, wie es der Rauch für das Auge erkennen läſst, sondern daſs sie sowohl in der Bewegung wie im Stillstande dieselbe Anzahl von Vibrationen zeigt; hat man aber günstig formirte Rauchwölkchen in der Glaspfeife stehen, welche mit einem scharfen Lichtstrahl beleuchtet sind, dann müſste sich das Phasenverhältniſs in einem rotirenden Spiegel wahrnehmen lassen.

Eine interessante, wenn auch nicht zulängliche Erscheinung bietet sich dem Auge dar, wenn man ein dünnes Stückchen Wachslicht anzündet und dasselbe an einem Draht in eine offene Glaspfeife einsenkt. Der Anblasestrom muſs hierbei aber so gerichtet seyn, daſs die Luftsäule der Pfeife sich aufwärts bewegt. Im anderen Falle drückt die von Oben eindringende atmosphärische Luft auf die Flamme so stark, daſs sie schwalgt, sich um den Rand der Kerze legt und in der Mitte des oberen Schwingungsbauches schon erstickt. Bei der stehenden oder aufwärts gehenden Luftsäule brennt die Flamme so ruhig wie auſserhalb der Pfeife, sobald sie sich in einem der Schwingungsbäuche befindet. Am oberen Ende der Pfeife,

so wie in dem Schwingungsknoten der Mitte der Pfeifenlänge tritt die obere Flammenhälfte in eine Menge getheilter Flammenringe über, die sich in progressiven Abständen befinden (Fig. 16, Taf. III). Nach verstärktem Luftdruck, wenn der Ton in die zweite Schwingungsart (die Octave) übergeht, verdoppelt sich auch die Anzahl der Ringe; aber was mir hierbei unerklärlich bleibt, ist, daſs die Flamme in dem zweiten Schwingungsknoten, welcher sich bei der Octave bildet und auf dem vierten Theil vom Ende der Röhre liegt, ganz ruhig bleibt, und nur in der halben Länge und am oberen Ende der Pfeife mitschwingt. Ebenso ergeht es bei dem zweiten Oberton, welcher seinen Schwingungsknoten auf dem sechsten Theil der Pfeifenlänge hat. Die Flamme bleibt auch dort ruhig, schwingt aber am oberen freien Ende der Pfeife und am dritten Theil derselben. Die Wärme, welche von der Flamme ausstrahlt, kann diese Erscheinung wohl nicht hervorrufen, dagegen ist ihr die Ursache von einer anderen interessanten Erscheinung zuzuschreiben und zwar von folgender.

Wenn beim Erklingen des zweiten Obertones die Flamme bis auf die halbe Pfeifenlänge hinunter gesenkt wird, dann erscheint wieder der Grundton und zwar so kräftig, wie er bei der ungünstigen Stellung des Anblasestromes und des verstärkten Luftdrucks ohne die Flamme nicht zu erzeugen ist. Es dauert dieser Grundton aber nur einige Secunden an, indem er in die Octave übergeht. Der zweite Oberton ist erst dann wieder hervorzurufen, wenn man die Flamme herausnimmt und die Pfeife von Neuem ansprechen läſst. Man kann sich diesen Vorgang nur dadurch erklären, daſs der zweite Oberton drei Schwingungsknoten hat, nämlich zwei an dem sechsten Theil von jedem Ende der offenen Röhre und den dritten in der halben Pfeifenlänge. Da der Letztere auch der Schwingungsknoten des Grundtones ist, so ist anzunehmen, daſs die von der Flamme aufsteigende Wärme die obere Hälfte der Luftsäule so sehr verdünnt, daſs

der obere Schwingungsknoten sich auflöst. Der am unteren Ende der Pfeife befindliche Schwingungsknoten wird hierdurch auch unterbrochen. Der Grundton entsteht jetzt durch die ganze Schwingung der unteren Luftsäule, welche nicht erwärmt und also dichter ist und die obere Hälfte in gleiche Schwingung versetzt. Dafs dieser Grundton bald in die Octave übergeht, ist bei der ungleichen Dichte beider Lufthälften und der eben so ungleichen Luftströmung zu erwarten.

Nachdem das Verhalten der Luftsäule zum Anblasestrom wohl genügend dargestellt ist, will ich noch einige praktische Versuche mittheilen, welche sich mit der Untersuchung des Anblasestromes beschäftigen.

Die im Eingang dieser Abhandlung erwähnten Versuche mittels der Membrane könnten in so fern als unvollkommen betrachtet werden, als alle vibrationsfähige Körper, welche in einem über den Moment der Erregung hinausdauernden Schwingungszustand verbleiben können, von dem *Mittel* der Erregung nicht abhängig sind. Eine mehr empfindliche Membrane würde schon durch das Geräusch des Luftstroms und durch seine mechanische Luftbewegung in Vibration gelangen können u. s. w. Obgleich ich die erhaltenen Resultate für genügend erachte, habe ich den Anblasestrom auch noch mittels Anwendung von Lamellen untersucht, und dabei noch zutreffendere Resultate erhalten. Das Verfahren ist sehr einfach und kann an jeder beliebigen Orgelpfeife leicht vorgenommen werden. Ich benutze zu diesem Zweck eine Metallpfeife, und zwar das 8 füfs. *C* des Principal-Registers. Das Ober- und Unterlabium standen senkrecht aufeinander und der Kern war so hoch gestellt, dafs der Anblasestrom nur mit dem achten Theil seiner oberen Stromdicke das Oberlabium streifte, mithin sieben Achtel ins Freie fielen. Die Höhe des Aufschnittes betrug 25^{mm}. Die Lamellen waren von Messing und sehr dünn ausgewalzt. Jede war 30^{mm} lang, an einem Ende 6^{mm} breit und an dem anderen auf 3^{mm} auslaufend zugeschnitten. Es wurde nun eine La-

melle mittels Klebwachs mit dem schmalen Ende auf die Fläche des Oberlabiums geklebt, und zwar so, dafs das untere breite Ende bis nahe an die Kernspalte reichte Fig. 17, *a*, Taf. III. Die zweite Lamelle wurde innerhalb der Kernspalte an der inneren Seite des Unterlabiums ebenfalls mit dem schmalen Ende so befestigt, dafs das obere breite Ende das Oberlabium nahezu berührte, also noch frei sich bewegen konnte Fig. 17, *b*, Taf. III. Die dritte Lamelle wurde mit dem breiten Ende 5^{mm} weit eingeklemmt und mit einem Stativ so nahe an den Anblasestrom gerückt, dafs sie sich durch den Strom in Bewegung setzen konnte Fig. 17, *c*, Taf. III. Die Pfeife hatte über dem Labium eine grofse Oeffnung, welche durch einen Pfropfen geschlossen war und zu dem Zweck geöffnet werden konnte, um die Schwingung der Luftsäule zu unterbrechen Fig. 17, *d*, Taf. III. Denken wir uns dieses Alles nun vorhanden und die Oeffnungen der Pfeife geschlossen, dann ist die Erscheinung folgende:

Sobald man etwas Luft in den Pfeifenfufs einströmen läfst und sich der Anblasestrom formirt, wird die Lamelle *c* ins Schwingen gerathen, obgleich noch keine Klangentwickelung stattfindet. Diese durch den Strom verursachte, rein mechanische Bewegung bleibt auch beim Wegnehmen des Pfropfens *d* dieselbe und ist sehr unregelmäfsig. Bei etwas vermehrtem Luftzufluſs schwingt die Lamelle *a* schwach, aber schon regelmäfsiger, weil sie in der Dichte des Stromes steht. Schliefst man jetzt die Oeffnung *d*, dann wird sich die Lamelle *b* in Schwingung setzen, denn der Grundton ist bereits hörbar. Mit dem Eintreten des Grundtones erweitert sich die Amplitude von *a*, ohne dafs der Luftstrom verstärkt wird, und *a* macht gleich *b* die Zahl der akustischen Schwingungen sichtbar. Unterbricht man den Grundton durch Oeffnen der Pfeife bei *d*, dann tritt die Lamelle *b* wieder in Ruhe und *a* in die vorherige mechanische Bewegung zurück. Die Lamelle *c* verändert ihre Bewegung hierbei nur wenig.

Für das Verhalten des Anblasestromes beweist die *Lamelle b*, dafs dieser Strom keine Stöfse ausübt, sondern

durch die wechselnde Verdichtung und Verdünnung der Luftsäule (welche er allerdings hervorruft) die einfachen Schwingungen eines an seinem unteren Ende eingeklemmten Stabes macht. Die Bewegung der Lamelle *a* beweist, daſs die akustischen Schallwellen der Luftsäule den Anblasestrom durch die ganze Aufschnitts-Oeffnung passiren, weil ihre Schwingungs-Amplitude der oberen *b* gleich ist, und das sechsfache der unteren Stromdicke beträgt. Eine weitere interessante Beobachtung ist folgende:

Man läſst die Pfeife voll ansprechen und rückt das Stativ mit der Lamelle *c* so weit vom Anblasestrom zurück, daſs derselbe die Lamelle möglichst regelmäſsig vibriren läſst. Macht man nun in der Mitte der Pfeifenlänge eine Oeffnung, so daſs statt des Grundtones die Octave erklingt, dann werden die Lamellen *a* und *b* die doppelte Anzahl von Schwingungen machen und in ihren Amplituden auf ein Viertel der früheren Weite zurückgehen, ohne daſs die Lamelle *c* hiervon berührt wird. Ferner:

Man stelle den Grundton wieder her und halte zu demselben den nächsten halben Ton C^* an. Es werden dann pro Sekunde circa *drei* starke Stöſse oder Schwebungen entstehen. Die Lamellen *a* und *b* reagiren auf diese Stöſse, indem sie im Moment des Zusammentreffens der Schwingungen ihre Amplitude beträchtlich vergröſsern. Die Lamelle *c* reagirt auf diese Stöſse nicht; nur ist darauf zu achten, daſs sie rechtwinklig gegen den Anblasestrom gerichtet bleibe. Bei einer schrägen Richtung nach oben würden die aus dem Strom heraustretenden akustischen Schallwellen auf ihre schräge Fläche wirken können. Auch ist bei dieser Untersuchung nothwendig, daſs die Lamelle, wie die Figur zeigt, etwas mehr nach dem *unteren* Labium gerichtet wird.

VIII. *Bemerkung über die galvanische Ausdehnung; von E. Edlund.*

Vor mehren Jahren beschrieb ich einige experimentelle Versuche, durch welche es bewiesen wurde, dafs Metalldrähte, durch die ein galvanischer Strom fliefst, mehr ausgedehnt werden, als es der durch den Strom hervorgerufenen Temperaturerhöhung entspricht [1]). Die ganze Verlängerung des Drahtes besteht nämlich aus zwei Theilen, von welchen der eine aus der Temperaturerhöhung, die der Draht erhalten hat, berechnet werden kann, und die andere von der Stärke des durchgegangenen Stromes direct abhängig ist und mit derselben schnell zunimmt. Diesen letztgenannten Theil der Ausdehnung habe ich die galvanische Ausdehnung genannt. Um die Existenz dieser Ausdehnung zu beweisen, wurden drei verschiedene Beobachtungsmethoden angewandt: 1) Man liefs einen Strom durch den Draht fliefsen und man maafs dabei die Verlängerung a und den galvanischen Leitungswiderstand b des Drahtes. Darauf wurde die Wärmeausdehnung desselben Drahtstückes und das Gesetz der Abhängigkeit des Leitungswiderstandes von der Temperatur untersucht. Um diese letzte Untersuchung ausführen zu können, wurde der Draht über vier Glasstäbchen, die parallel mit einander in eine Holzscheibe eingesetzt waren, aufgewunden, so dafs der Draht ein Quadrat mit abgerundeten Ecken bildete, und das ganze in ein Luftbad gebracht, welches zu verschiedenen Temperaturen erwärmt wurde. Hierbei war der Draht mit anderen Leitungsdrähten und mit einem Rheostat auf die Weise verbunden, dafs der Widerstand bei verschiedenen Temperaturen mit Zuverlässigkeit bestimmt werden konnte. Nachdem man auf diese Weise die Warmeausdehnung und die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur kennen gelernt hatte, war es

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 15 und Bd. 131, S. 337.

leicht zu berechnen, welche Temperatur der Draht besafs, da dessen Widerstand *b* war, und folglich auch, ob die gemessene Verlängerung *a* ausschliefslich der Temperaturerhöhung zuzuschreiben war oder nicht. Hierbei stellte sich immer heraus, dafs die Verlängerung des Drahtes gröfser war als dafs sie aus der Temperaturerhöhung erklärt werden konnte. 2) Die zweite Methode bestand darin, dafs der Draht in einem Luftbade erwärmt und dessen Länge und galvanischer Widerstand bei der erhaltenen Temperatur gemessen wurde. Ohne dafs der Draht im Geringsten verrückt wurde, liefs ich, nachdem derselbe wieder abgekühlt war, einen galvanischen Strom durch denselben gehen, und vergröfserte allmählich die Stromstärke bis dafs der Leitungswiderstand eben so grofs wurde als da der Draht in das Luftbad eingesetzt war, wonach die Länge des Drahtes wieder gemessen wurde. Es zeigte sich immer hierbei, dafs die Länge im letzten Falle gröfser als in dem frühern war, obgleich der Leitungswiderstand und folglich auch die Temperatur in beiden Fällen dieselbe war. 3) Bei der dritten Methode wurde in der Art verfahren, dafs man einen Strom durch den Draht gehen liefs, während dieser in Eiderdaunen eingelegt und folglich der Abkühlung wenig ausgesetzt war, wonach die Länge und der Leitungswiderstand des Drahtes gemessen wurden. Darauf wurden die Eiderdaunen weggenommen und die Luft rings um den Draht mit einem Ventilator (einer Flügelwelle) in Bewegung gesetzt. Während also der Draht einer starken Abkühlung ausgesetzt war, wurde die Stärke des durch den Draht gehenden Stromes so abgepafst, dafs der Widerstand des Drahtes eben so grofs wie in dem ersten Falle, wonach man die Länge des Drahtes wieder maafs. Damit der Draht in beiden Fällen denselben Widerstand und folglich dieselbe Temperatur erhalte, mufste die Stromstärke im letzten Falle bedeutend gröfser als in dem ersten Falle genommen werden. Es zeigte sich immer hierbei, dafs die Länge des Drahtes im letzten Falle gröfser als im ersten war, obgleich er in beiden die nämliche Temperatur hatte. Alle

drei Methoden geben also dasselbe Resultat, nämlich daſs der Draht bei dem Durchgange des Stromes mehr ausgedehnt wird, als es der Wärmeausdehnung entspricht. Damit diese Beobachtungsmethoden ein zuverlässiges Resultat geben, wird erfordert, daſs der Widerstand, so wie er in dem Ohm'schen Gesetze vorkommt [1]), nicht direct von der Stromstärke abhängig sey, daſs heiſst, daſs der Widerstand, insofern die Temperatur unveränderlich gehalten wird, nicht mit der Stromstärke sich verändere. Mit anderen Worten, die angewandten Beobachtungsmethoden setzen voraus, daſs das Ohm'sche Gesetz vollkommen richtig sey; dieses Gesetz ist aber so vielfach geprüft worden, daſs irgend ein Zweifel an dessen Richtigkeit nicht obwalten kann.

Gegen die Richtigkeit der erhaltenen Resultate hat Hr. Wiedemann folgende Bemerkungen gemacht [2]): 1) Wenn die vom Strom erwärmten Drähte von auſsen abgekühlt werden, und ihre mittlere Temperatur dieselbe ist, wie die eines durch seinen ganzen Querschnitt hindurch gleichmäſsig erwärmten Drahtes, so braucht darum die Verlängerung in beiden Fällen noch nicht unbedingt dieselbe zu seyn. 2) Der indirecte Schluſs von dem Leitungswiderstande der Drähte auf ihre mittlere Temperatur erscheint nicht ganz sicher, da z. B. schon beim Umwickeln der Drähte um die Glasstäbe des Apparates zur Widerstandsmessung ihr Widerstand ein anderer werden kann, als wenn sie gerade ausgespannt sind. Eine directere Temperaturbestimmung der Drähte wäre also wünschenswerth. 3) Beim Durchleiten des Stromes durch den Draht könnten auch sowohl in Folge der Erwärmung desselben wie der ihn haltenden und mit den Neusilberdrähten verbundenen Klemmen thermoelektromotorische Kräfte auftreten, die die Genauigkeit der Widerstandsbestimmung beeinträchtigen könnten. Nach Hervorhebung

1) Diesen Widerstand habe ich in meiner Abhandlung *Theorie des phénomènes électrique* den principalen Widerstand genannt.

2) Die Lehre vom Galvanismus 2. Aufl., Bd. 1, S. 731 (1873).

dieser Zweifel fügt Hr. Wiedemann hinzu: Gerade bei der grofsen Bedeutung des zu beweisenden Resultats und der grofsen Schwierigkeit der Beobachtungen erscheint eine Hervorhebung und Beseitigung aller zweifelhaften Punkte besonders nöthig.

Diese Bemerkungen des Hrn. Wiedemann haben dem Hrn. Dr. Streintz Veranlassung gegeben diese Frage noch ein Mal zu behandeln, und er hat dabei eine Methode, die von der meinigen ganz verschieden war, benutzt [1]). Hr. Streintz bestimmte mit Sorgfalt den Erstarrungs- und den Schmelzpunkt des Stearins. Der erstere betrug 53°,4 und der letztere 55°,5 C. Nachdem der zu untersuchende Draht stellenweise mit einer äufserst dünnen Schicht Stearin überzogen war, wurde ein galvanischer Strom durch den Draht geschickt, und die Stromstärke allmählich erhöht bis das Stearin zu schmelzen begann, wobei die Verlängerung des Drahtes gemessen wurde. Als diese Verlängerung mit derjenigen, die der Draht beim Erhitzen in einem Luftbade zu derselben Temperatur erhielt, verglichen wurde, zeigte sich, dafs jene gröfser als diese war. Die Versuche des Hrn. Streintz bestätigen also vollständig das Resultat, wozu ich früher gekommen war. Der einzige Unterschied zwischen seinem Resultate und dem meinigen besteht darin, dafs er die galvanische Ausdehnung im Allgemeinen gröfser als ich gefunden. Nur bei Drähten von hartem Stahl zeigte sich die galvanische Ausdehnung unmerklich. Drähte von diesem Material waren aber von mir nicht untersucht worden. Auf die absolute Gröfse der galvanischen Ausdehnung darf man jedoch wohl nicht so grofses Gewicht legen, weil diese nach Hrn. Streintz' Versuchen sogar für Drähte von gleichem Materiale ganz verschieden ausfällt.

Hr. Wiedemann macht auch eine Bemerkung gegen die Zuverlässigkeit der Untersuchung des Hrn. Streintz. Nach seinem Erachten ist nämlich die erste der drei oben genannten Bemerkungen auch gegen diese Untersuchung

1) Die Lehre vom Galvanismus 2. Aufl., Bd. 2. Nachtrag 66.

gültig, und er giebt derselben einen bestimmteren Ausdruck indem er äufsert: „Auch diese sehr sorgfältigen Versuche lassen immer noch einen Zweifel zu. Gerade bei dünnen Drähten ist die Oberfläche im Verhältnifs zur Masse sehr bedeutend, also die Wärmeabgabe nach aufsen und die Temperaturabnahme von dem centralen Theil nach den peripherischen Theilen sehr hervortretend. Wenn aber die durch den Strom erhitzten Drähte hierdurch innen eine höhere Temperatur besitzen als aufsen, so erscheinen sie im Vergleich zur äufseren Temperatur zu lang. Vielleicht würden gerade Versuche mit dickeren Stäben sicherer zum Ziele führen“ [1]). Wir werden nun die Baschaffenheit dieser Bemerkungen in näheren Betracht ziehen.

Was die erste Bemerkung betrifft, so ist es deutlich, dafs der Temperaturunterschied zwischen Axe und dem Umkreise des Drahtes um so viel gröfser seyn mufs als der Draht stärker erhitzt wird. Bei meiner ersten Untersuchung war dieses mit dem Platindraht in den Versuchen 4 *a* und *b* der Fall. Die Temperatur des Drahtes war hier 73° über die der umgebenden Luft hinaus, und die Ausdehnung desselben betrug 139,5 Scalentheile [2]). Als der galvanische Strom geöffnet wurde, verkürzte sich der Draht, wie die mitgetheilten Beobachtungen zu erkennen gaben, um 2,4 Scalentheile in 0,36 einer Secunde, das heifst, er verminderte seine Temperatur um 1,256 Grad in derselben Zeit und also um 3°,49 in einer Secunde. Der Draht war 118,4 Ctm. lang und dessen Durchmesser 0,0542 Ctm. Wenn das specifische Gewicht des Platins zu 21 und dessen Räumlichkeit für Wärme zu 0,0524 genommen werden, und wenn man das Gramm zur Einheit für das Gewicht wählt, so findet man, dafs der Draht bei dieser Temperatur 0,648 Wärmeeinheit in der Secunde verlor.

Durch eine Kupferwand, die 1 Ctm. dick und deren eine Oberfläche 1 Grad wärmer als die andere ist, pflanzen

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 26.

2) Sitzungsber. der K. Akad. d. Wissensch. zu Wien 1873. (Pogg. Ann. Bd. 150.)

sich, auf jedes Quadratcentimeter der Oberfläche, nach Neumann 66,47 Wärmeeinheiten in der Minute, also 1,108 Wärmeeinheit in der Secunde fort. Nach Wiedemann's Bestimmung des relativen Leitungsvermögen der Metalle gehen also, wenn die Wand aus Platin besteht, 0,126 Wärmeeinheit in der Secunde von der einen Oberfläche zu der anderen über.

Mit Benutzung dieser Angaben ist es leicht zu berechnen, wie viel die Temperatur in der Axe des Drahtes höher als am Umkreise war. Weil die Verlängerung und folglich auch die Temperatur des Drahtes, während des Durchganges des Stromes, constant waren, so muſs die Wärmemenge, die der Strom in einer Secunde entwickelte, derjenigen Wärmemenge, die der Draht durch Ausstrahlung und Berührung mit der umgebenden Luft in derselben Zeit verlor, gleich seyn. Der Strom entwickelte also in dem ganzen Drahte während einer Secunde 0,648 einer Wärmeeinheit. Wenn wir nun den Halbmesser des Drahtes r_0 nennen, und mit r den Halbmesser eines concentrischen Cylinders innerhalb des Drahtes bezeichnen, so ist es selbstverständlich, daſs die Wärmemenge, die in diesem Cylinder während einer Secunde entwickelt wird, gleich $0{,}648\,\frac{r^2}{r_0^2}$ der Wärmeeinheit seyn muſs. Die Oberfläche dieses Cylinders ist gleich $118{,}4 \times 2\pi r = 743{,}93\,r$ Quadratcentimeter. Weil die Temperatur des Drahtes constant bleibt, so muſs die Wärmemenge $0{,}648\frac{r^2}{r_0^2}$ in der Secunde durch diese Oberfläche fortgehen. Wenn dt und dr die Differentiale der Temperatur und des Halbmessers bedeuten, und das absolute Leitungsvermögen des Platins, wie oben gezeigt wurde, zu 0,126 angenommen wird, so hat man folglich:

$$-743{,}93\,r \times 0{,}126\,\frac{dt}{dr} = 0{,}648\,\frac{r^2}{r_0^2};$$

oder

$$-dt = 0{,}0069\,\frac{r\,dr}{r_0^2};$$

woraus man durch Integration erhält

$$-t = 0{,}00345 \frac{r^2}{r_0^2} + C.$$

Das negative Vorzeichen kommt daher, daſs die Temperatur mit dem Zuwachs des Halbmessers abnimmt.

Wenn in dieser Gleichung r gleich Null gesetzt, und die Temperatur in der Axe mit t_a bezeichnet wird, so erhält man hieraus $C = -t_a$. Setzt man nun r gleich r_0 und bezeichnet die Temperatur am Umkreise mit t_r, so bekommt man schlieſslich:

$$t_a - t_r = 0{,}00345 \text{ eines Grades.}$$

Der fragliche Temperaturunterschied beträgt also nur einige Tausendstel eines Grades.

Die galvanische Ausdehnung bei den Versuchen 4 *a* und *b* wurde einer Wärmeausdehnung von 6° gleich gefunden. Man sieht also hieraus, daſs der unbedeutende Temperaturunterschied zwischen der Axe und dem Umkreise des Platindrahtes ohne allen Einfluſs auf die Genauigkeit der Versuche war. Auf dieselbe Weise verhält es sich mit den anderen Metalldrähten, die bei den Versuchen benutzt wurden. Der Eisendraht No. 1 hatte einen Durchmesser von 0,0339 Centimeter und dieselbe Länge wie der Platindraht. Die gröſste Erhitzung, welcher dieser Draht ausgesetzt war, stieg bis zu 82°,3 über die der umgebenden Luft hinaus. Er dehnte sich dabei 222,95 Scalentheile aus, und als der galvanische Strom geöffnet wurde, zog er sich, während 0,36 einer Secunde, 11,1 Scalentheile zusammen. Nimmt man an, daſs das specifische Gewicht des Eisens 7,8 und dessen Wärmecapacität 0,1138 ist, so folgt hieraus, daſs der Eisendraht bei der genannten Temperatur in jeder Secunde 1,49 Wärmeeinheit verlor. Das absolute Leitungsvermögen des Eisens auf dieselbe Weise wie für das Platin berechnet, macht 0,179 einer Wärmeeinheit in der Secunde aus. Hieraus erhält man auf die schon angegebene Weise, daſs die Temperatur in der Axe des Eisendrahts nicht 0,0039 eines Grades höher als in dem Umkreise seyn konnte.

Wir wollen nun zu bestimmen suchen, in welchem Grade Hrn. Streintz' Untersuchung von der genannten Bemerkung getroffen werde, und es wird für diesen Zweck hinreichend seyn die Berechnung nur für einen der angewandten Drähte auszuführen. Die Drähte wurden an einzelnen Stellen mit einer äufserst dünnen Stearinschicht auf die Weise überzogen, dafs man einen Papierlappen in das geschmolzene Stearin tauchte und mit demselben rasch über den Draht hinwegfuhr. Obgleich die Stearinschicht äufserst dünn war, wollen wir doch annehmen, dafs die Dicke derselben $\frac{1}{4}$ Millimeter betrug. Einer der weichen Eisendrähte war 53,5 Centimeter lang und hatte 0,0617 Centimeter im Durchmesser. Die Oberfläche desselben betrug also 10,37 Quadratcentimeter. Das Volumen der Stearinmasse wird nach dieser Berechnung 0,259 eines Cubikcentimeters; dasselbe war aber ohne Zweifel viel kleiner, weil das Stearin nur an einzelnen Stellen angebracht war. Nimmt man an, dafs das specifische Gewicht und die latente Schmelzwärme des Stearins denjenigen des Wassers gleich sind, welche annäherungsweise richtig seyn dürfte, so werden für die vollständige Schmelzung der ganzen Stearinmasse 20,7 Warmeeinheiten erforderlich. Wir wollen nun annehmen, dafs die ganze Stearinmasse in einer Secunde geschmolzen werde, eine Annahme die für unsere Beweisführung sehr unvortheilhaft ist. Dieselbe Wärmemenge 20,7 mufs dann im Drahte von dem Strome in einer Secunde entwickelt werden. Nimmt man an, dafs das absolute Leitungsvermögen des Eisendrahtes gleich dem des von mir benutzten Eisendrahts war, so zeigt die Berechnung, dafs die Temperatur in der Axe des Drahtes nur 0,172 eines Grades höher als an dessen Umkreise seyn konnte. In der That war gewifs der Temperaturunterschied noch geringer, weil die in einer Secunde geschmolzene Stearinmasse nicht so viel wie 0,259 Cubikmeter betragen konnte. Hr. Streintz fand, dafs die galvanische Ausdehnung dieses Drahtes so grofs war, dafs dieselbe 27 Proc. von der beobachteten Wärmeleitung be-

trug. Der Umstand, daſs die Temperatur der centralen Theile des Drahtes beim Schmelzen des Stearins einen Bruchtheil eines Grades höher als die des Umkreises war, konnte also keinen schädlichen Einfluſs auf die Genauigkeit der angestellten Versuche ausüben.

In der zweiten Bemerkung wird die Aufmerksamkeit darauf hingeleitet, daſs um die Abhängigkeit des Leitungswiderstandes von der Temperatur experimentell zu bestimmen, der Draht auf Glasstäbchen aufgewickelt und also gebogen wurde, daſs aber diese Bestimmung benutzt wurde um die Temperatur des Drahtes zu berechnen, während derselbe gerade ausgespannt war. Es wäre nämlich ja möglich, daſs der Widerstand des Drahtes sich beim Umbiegen verändere. Aus den im Versuch 4 für den Eisendraht mitgetheilten Zahlenwerthen läſst sich berechnen, daſs man, um die galvanische Ausdehnung auf diese Weise erklären zu können, annehmen müſste, daſs der Widerstand des Drahtes sich beim Umwickeln auf die Glasstäbchen um beinahe drei Procent verringerte. Nun ist es aber deutlich, daſs der Widerstand sich nur an den Stellen, wo der Draht umgebogen, wo er in Berührung mit den Glasstäbchen war, verändern konnte, weil die Theile des Drahtes, die sich zwischen den Glasstäbchen befanden, gerade ausgespannt waren. Die gebogenen Theile des Drahtes nahmen ungefähr ein Zehntel der ganzen Länge desselben ein. Wenn folglich die gemachte Bemerkung eine wirkliche Bedeutung für die Gültigkeit meiner Versuche hätte, so müſste ein Leitungsdraht dadurch, daſs er auf einen Cylinder gewickelt wurde, so daſs er in allen Punkten gleich viel gekrümmt wäre, seinen Widerstand um 25 bis 30 Proc. vermindern; eine solche Veränderung in dem Widerstande findet aber, wie allgemein bekannt ist, keineswegs statt. Wenn auch der Widerstand sich so bedeutend beim Umbiegen veränderte — was nun allerdings nicht der Fall ist — so würde dieses natürlich nur auf diejenigen meiner Versuche einwirken, welche nach der ersten Beobachtungsmethode angestellt sind. Bei den

zwei anderen Methoden brauchte nicht die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur untersucht zu werden, und die nach diesen Methoden angestellten Versuche würden also auch in diesem Falle ihre volle Gültigkeit behalten.

Was schliefslich die dritte Bemerkung des Hrn. Wiedemann betrifft, nämlich dafs wegen der Erhitzung der Metalldrähte thermoelektrische Ströme entstanden wären, die auf das Magnetometer hätten einwirken können, so verweise ich auf die Abhandlung, welche die Maafsregeln, wodurch die schädliche Wirkung dieser Ströme vermieden wurde, deutlich angiebt.

Aus dem Vorhergehenden folgt, dafs die von Hrn. Wiedemann vorgebrachten Bemerkungen keine Bedeutung für die Genauigkeit der angestellten Versuche haben, und dafs folglich die Existenz der galvanischen Ausdehnung vollständig bewiesen ist.

Die galvanische Ausdehnung hat die merkwürdige Eigenschaft, dafs sie mit dem Aufhören des galvanischen Stromes nicht augenblicklich verschwindet, sondern etwa nach demselben Gesetze wie die Ausdehnung durch die Wärme allmählich abnimmt. Diese Eigenschaft ist für die fragliche Ausdehnung sehr bezeichnend und deutet auf ihre wahre Natur hin. Ich habe schon daraus den Schlufs gezogen, dafs die betreffende Ausdehnung nicht dadurch entstehen kann, dafs der Strom den Draht durch irgend eine Streckung verlängert; denn in diesem Falle müfste die Elasticität diese Streckung in dem Augenblicke, wo der Strom unterbrochen wird, zum Aufhören bringen. Die galvanische Ausdehnung mufs von Oscillationen bedingt seyn, welche in dem Maafse verschwinden, wie sie ihre lebendige Kraft der Materie und dem Aether, wovon der Draht umgeben ist, mittheilen [1]). Ohne die Gründe dafür näher anzugeben, nimmt Hr. Streintz an, dafs die vom Strome verursachte Wärme polarisirt sey, das heifst, dafs die Oscillationen hauptsächlich in der Richtung

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 42.

des Stromes stattfinden. Eine solche Annahme ist einfach und vermag die ganze Erscheinung naturgemäfs zu erklären. Die Temperatur eines Körpers wird bestimmt durch die lebendige Kraft, die die Molecüle des Körpers und die des im Körper eingeschlossenen Aethers besitzen. Wenn die Temperatur von t_0 bis t steigt, so vergröfsert sich diese lebendige Kraft, und wenn der Temperaturzuschufs $t - t_0$ nicht zu grofs ist, so verbleiben die Oscillationszeiten unverändert, während die Oscillationsamplituden vergröfsert werden. Gleichzeitig dehnt sich auch der Körper aus. Die Ausdehnung des Körpers wächst also mit der Gröfse der Amplituden. Dieser Zuwachs in der Ausdehnung mufs doch hauptsächlich in der Richtung, in welcher die Oscillationen vor sich gehen, stattfinden. Wenn die Oscillationen nach allen Richtungen geschehen, so mufs auch der Körper nach allen Seiten hin gleich viel ausgedehnt werden, insofern er homogen und amorph ist. Wenn dagegen die Oscillationen hauptsächlich in einer bestimmten Richtung stattfinden, so mufs auch die gröfste Ausdehnung des Körpers in derselben Richtung fallen. Wenn defswegen ein Körper bei zwei verschiedenen Gelegenheiten einen gleichen Temperaturzuschufs $t - t_0$ erhält, und wenn bei der einen dieser Gelegenheiten die Oscillationsamplituden in allen möglichen Richtungen wachsen, bei der anderen aber nur in einer bestimmten Richtung, so mufs im letzteren Falle der Körper in dieser Richtung mehr, in den anderen aber weniger als im ersten Falle zunehmen. Wenn also der Draht wegen des Durchganges des Stromes einen Temperaturzuschufs erhält, und dabei die Oscillationsamplituden ausschliefslich oder wenigstens hauptsächlich nach der Länge des Drahtes vergröfsert werden, so mufs die Verlängerung des Drahtes gröfser, dessen Zuwachs in der Dicke aber kleiner werden, als für einen eben so grofsen Temperaturzuschufs, bei welchem der Zuwachs der Oscillationsamplituden gleich grofs in allen Richtungen ist. Dafs die galvanische Ausdehnung langsam und nach demselben Gesetze wie die

Wärmeausdehnung verschwinden muſs, versteht sich auf diese Weise von selbst. Wenn diese Erklärungsweise richtig ist, so muſs die Dicke des Drahtes weniger zunehmen als wie dem Temperaturzuschusse entspricht; es dürfte jedoch vielleicht unmöglich seyn dieses experimentell zu beweisen. Die vom Drahte ausgestrahlte Wärme giebt auch keine Kenntniſs von der Richtung der Wärmeoscillationen innerhalb des Drahtes. Man kann deſswegen nicht durch eine Untersuchung über die vom Drahte ausgestrahlte Wärme die Richtigkeit dieser hypothetischen Erklärung prüfen.

Wenn man annimmt, daſs der galvanische Strom in translatorischer Bewegung einer Flüssigkeit nach der Längenrichtung des Drahtes besteht, so folgt es beinahe von selbst, daſs die Oscillationen, in welche die Molecüle, diese mögen nun dem Körper oder dem Aether angehören, von dem Strome versetzt werden, hauptsächlich in der Längenrichtung des Drahtes stattfinden müssen. Die Wärme, die von dem Strome hervorgerufen wird, muſs aus diesem Grunde polarisirt werden. Die hier gegebene Erklärung der galvanischen Ausdehnung findet also eine Stütze in der Vorstellung, die wir uns von der Natur des galvanischen Stromes gebildet haben [1]).

Wie oben angeführt wurde, haben, sowohl ich wie Hr. Streintz, aus dem Umstande, daſs die galvanische Ausdehnung ungefähr nach demselben Gesetze wie die Wärme verschwindet, den Schluſs gezogen, daſs dieselbe durch die molecularen Oscillationen, welche sich dem umgebenden Medium allmählich mittheilen, verursacht werden müſste. Alles was diese Mittheilung befördert, muſs folglich die galvanische Ausdehnung vermindern. Hr. Dr. Exner hat neulich die Schluſsfolgerung durch experimentelle Versuche bestätigt. Er verfuhr dabei auf die Weise, daſs der Leitungsdraht, durch welchen der Strom lief, gleichzeitig in kaltem Wasser abgekühlt wurde. Die galvanische Ausdehnung verschwand dadurch so vollständig,

1) *Théorie des phénomènes électriques, p.* 9.

daſs kaum eine Spur davon zurückblieb. Daſs das Resultat dieser Versuche so ausfallen muſste, war nach dem oben Gesagten selbstverständlich. Irgend einen Beweis gegen die wirkliche Existenz der galvanischen Ausdehnung, wie Hr. Exner[1]) es zu glauben scheint, liefern aber seine Versuche nicht.

IX. *Beziehung zwischen dem mechanischen Wärmeaequivalent und den Moleculargewichten; von Klingel.*

Die Gesetze für die Gase von Mariotte und Gay-Lussac werden bekanntlich durch die Formel

$$\frac{p}{\gamma} = R\left(\frac{1}{\alpha} + t\right)$$

ausgedrückt, in welcher p der Druck des betreffenden Gases in Kilogramm auf das Quadratmeter, γ das Gewicht eines Kubikmeters des Gases, t die Temperatur desselben vom Eispunkte aus gerechnet, α der Ausdehnungscoëfficient und R eine Constante ist, welche für jedes Gas einen besonderen Werth hat. Letztere wird aus dem Zustand des Gases bei 0° und 760^{mm} Barometerdruck nach der Formel

$$R = \frac{p_0 \alpha}{\gamma_0}$$

berechnet, worin $p_0 = 10334$ Kilogramm ist und α den Mittelwerth 0,003665 hat.

Für die folgenden Gase z. B. wurden die beigesetzten Werthe gefunden:

1) Pogg. Ann. Ergänzungsbd. VII, S. 431.

für	Wasserstoff	$R = 422{,}612$
„	Stickstoff	„ = 30,134
„	Sauerstoff	„ = 26,475
„	Chlor	„ = 11,941
„	Kohlensäure . . .	„ = 19,143
„	Schwefelwasserstoff	„ = 24,612.

Der fast gleiche Werth von R für Wasserstoff mit dem mechanischen Wärmeaequivalent $E = 424$ Kilogrammeter mufste sofort auffallen, wurde aber bis zum Beweis des Gegentheils als Zufall betrachtet.

Diesen Beweis des Gegentheils zu liefern, d. h. den Zusammenhang des mechanischen Wärmeaequivalents mit den Werthen von R für alle Gase nachzuweisen, ist der Zweck der nachfolgenden Zeilen.

Wenn man einen solchen Zusammenhang voraussetzt, so ist das Nächstliegende die Annahme, dafs man allgemein

$$x R = 422{,}612$$

setzt. Daraus ergiebt sich

$$x = \frac{422{,}612}{R}$$

und wenn man mit den angeführten Werthen von R dividirt, so ergeben sich folgende Quotienten:

für	H	$x = 1$
„	N	„ = 14,025
„	O	„ = 15,963
„	Cl	„ = 35,391
„	CO_2	„ = 22,077
„	SH_2	„ = 17,171,

aus denen auf den ersten Blick ersichtlich ist, dafs sie mit den Atomgewichten, bzw. mit den halben Moleculargewichten der Stoffe fast genau übereinstimmen.

Auch für eine Reihe anderer Gase lieferte die Rechnung gleich gute Ergebnisse.

Es ist demnach, wenn q das Moleculargewicht bedeutet, $x = \frac{q}{2}$ und

$$\frac{qR}{2} = E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

Das Product aus dem halben Moleculargewicht und der Constanten R der Mariotte-Gay-Lussac'schen Formel ist gleich dem mechanischen Wärmeaequivalent.

Bemerkt muſs dazu werden, daſs die letztere Gleichung ebenso, wie das Mariotte'sche Gesetz nur für vollkommene Gase volle Geltung hat.

Von den Folgerungen, welche aus der Gleichung (1) gezogen werden können, seyen hier kurz folgende erwähnt.

Substituirt man in die Gleichung (1) den Werth von R, so erhält man:

$$\frac{q\alpha p_0}{2\gamma_0} = E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

und daraus

$$\gamma_0 = \frac{q\alpha p_0}{2E}.$$

Aus dieser Gleichung kann für jeden Stoff aus dem Moleculargewicht seine Gasdichte berechnet werden, auch wenn derselbe in gasförmigem Zustand wenig oder gar nicht bekannt ist.

In Gl. (2) ist ferner $\frac{q}{\gamma_0}$ das Molecular-Volumen, welches für alle Gase nahezu den gleichen Werth hat. Das Product des halben Molecular-Volumens mit dem Ausdehnungscoëfficient α stellt aber den Weg dar, den der Druck p_0 zurücklegt. Die linke Seite der Gl. (2) stellt daher eine Arbeit dar, gleich wie das mechanische Wärmeaequivalent.

Drückt man endlich durch C_p und C_v die Wärmecapacitäten eines Gases bei constantem Druck und constantem Volumen aus, so besteht bekanntlich die Gleichung

$$E = \frac{R}{C_p - C_v}$$

und wenn man statt E seinen Werth aus Gl. (1) einsetzt, so ergiebt sich

$$q = \frac{2}{C_p - C_v}.$$

Die Zahl 2 dividirt durch die Differenz der Wärmecapacität giebt daher das Moleculargewicht.

Karlsruhe den 26. April 1876.

X. *Ueber irreciproke Leitung elektrischer Ströme*[1]*; von Dr. Arthur Christiani in Berlin.*

Taucht man die Elektroden eines stromführenden Kreises in irgend eine elektrolytische Flüssigkeit, ist also der Schliefsungsbogen kein reinmetallischer, sondern ein „gemischter", und sind gleichzeitig die benetzten Flächen der beiden Elektroden von. verschiedener Gröfse oder Dignität („dysodisch"), so fällt, unter sonst gleichen Umständen, die Stromleitung verschieden aus je nach der Stromesrichtung.

1) Kurze Mittheilung aus einer vor einiger Zeit unter gleichem Titel erschienenen Monographie (Berlin 1876 bei R. Friedländer u. Sohn 174 Seiten und XV Tafeln). Die Schrift enthält in ihrem zweiten Theile eine apriorische Darstellung der irreciproken Leitungserscheinungen auf Grund einer mechanischen Theorie der Elektricitätsbewegung in nichtmetallischen Leitern. In ihrem ersten Theile bespricht sie unter Anderem auch noch die Aenderung des Potentiales zweier conaxialen, cylindrischen Spiralen mit dem Abstande derselben von einander, sowie gewisse (namentlich durch den Magnetismus der Lage hervorgerufene) „Pseudoirreciprocitäten", welche sich bei der Messung von Inductionsschlägen bemerkbar machen. — Die Untersuchungen wurden vom Mai bis December 1874 im physiologischen Laboratorium des Hrn. Geheimrath E. du Bois-Reymond zu Berlin ausgeführt.

Benutzt man zur Hindurchschickung durch die dysodische Combination Ströme momentaner Dauer (einzelne Inductionsschläge), so zeigt sich, dafs der Unterschied der (absolut genommenen) Zeitintegrale der nach beiden Richtungen hin gemessenen Ströme oder die „Irreciprocität", Function der Potentialdifferenz an den Elektroden ist. — Wird weiter nichts, als die elektromotorische Kraft, im Kreise variirt, so erscheint die Irreciprocität als Function der elektromotorischen Kraft und zwar so, dafs für gröfsere Kraftwerthe ein von der „Platte" nach der „Spitze" gerichteter, für kleinere Werthe ein entgegengesetzt verlaufender Strom gröfsere Gesammtintensität zeigt. Für eine *bestimmte* dysodische Combination findet dann nur bei einem einzigen, ganz bestimmten Werthe der elektromotorischen Kraft „reciproke Leitung" statt. Man darf also sagen:

Im Verlaufe einer zwischen hinreichend distanten Gränzen ausgeführten, continuirlichen Variation der elektromotorischen Kraft wechselt die Irreciprocität einmal ihr Zeichen, indem sie durch Null geht.

Bei Anwendung verschiedener Lösungen läfst unter Vergleichung gestattenden Umständen die „reciproke Leitung in dysodischen Combinationen" eine gewisse Beziehung zum Moleculargewichte des in der Lösung befindlichen chemischen Individuums erkennen: *der Widerstand im Elektrolyten während der reciproken Leitung ist eine dem Moleculargewichte (nahezu) proportionale Gröfse.* Bei einigen dysodischen Combinationen erschliefst sich die Irreciprocität aus gewissen optisch wahrnehmbaren, den Stromdurchgang begleitenden Erscheinungen unmittelbar.

XI. *Ueber die Vergleichung von Pigmentfarben mit Spectralfarben;* *von Wilhelm von Bezold.*

(Aus den Münchener Sitzungsberichten vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

Nach dem Gesetze der Farbenmischung, wie es zuerst von Newton aufgestellt, und später durch die Untersuchungen von Grafsmann, Helmholtz und Maxwell als richtig erwiesen wurde, läfst sich jede Farbenempfindung, deren wir fähig sind, durch Mischung der Spectralfarbe mit Weifs hervorrufen. Ausgenommen sind hievon nur die sogenannten Purpurtöne, für welche zwei Spectralfarben, nämlich Roth und Blau erforderlich sind und aufserdem allenfalls noch mehr oder weniger Weifs. Von diesen Tönen soll im Folgenden abgesehen werden.

Unter Berücksichtigung der eben gemachten Beschränkung genügt demnach zur vollständigen Bestimmung irgend einer Farbe die Kenntnifs dreier Stücke: des *Farbentones*, der *Reinheit*[1]) und der *Helligkeit*, d. h. man mufs vor Allem jene Spectralfarbe kennen, durch deren Mischung mit Weifs sich die betreffende Farbe herstellen läfst, dann das Verhältnifs, nach welchem diese Mischung vorgenommen werden mufs, und endlich die Helligkeit der Mischfarbe oder einer ihrer Componenten nach irgend einem fest bestimmten Maafse.

Wäre man im Stande, diese einzelnen hier genannten Gröfsen mit Schärfe zu bestimmen, so könnte man auch die Farbe eines Pigmentes durch drei Zahlen vollständig charakterisiren. Ein Versuch eine solche Bestimmung wirklich auszuführen, ist meines Wissens noch niemals gemacht worden. Zwar hat Maxwell zwischen verschiedenen Pigmenten Farbengleichungn hergestellt, aber er beschränkte sich hierauf, ohne eine Reduction auf die prismatischen Farben vorzunehmen. Chevreul dagegen,

1) Vgl. Pogg. Ann. Bd. CL., S. 77 und 78.

dessen *„Exposé d'un moyen de definir et nommer les couleurs“* den ganzen 33. Band der Memoiren der Pariser Akademie einnimmt, liefs bei dieser umfangreichen und mühsamen Arbeit das Gesetz der Farbenmischung so sehr aufser Acht und räumte dem blofsen Gefühle einen solchen Spielraum ein, dafs man diesem Werke zwar eine gewisse practische Bedeutung nicht absprechen, aber kaum einen hohen wissenschaftlichen Werth beilegen kann. Auch die Vergleichung der Farben einiger gefärbten Körper mit Stellen des Spectrums, welche er im Vereine mit E. Becquerel ausführte und von Letzterem a. a. O. auf S. 46 bis 48 beschrieben ist, flöfst wegen der dabei angewendeten Methode nur mäfsiges Vertrauen ein. Aber selbst wenn diese wenigen Bestimmungen vollkommen gelungen seyn sollten, so wäre die Methode doch jedenfalls viel zu umständlich, um eine häufigere Anwendung zu gestatten. Bei Pigmenten von geringerer Helligkeit oder Reinheit müfste sie überdiefs erst wesentlich modificirt werden.

Im Folgenden sollen nun zwei Methoden beschrieben werden, vermittelst deren man wenigstens eins dieser Elemente, und zwar das interessante, den Farbenton, auf einfache Weise und mit geringer Mühe ermitteln kann.

Diese Methoden schliefsen sich eng einem Vorschlage an, der, wenn ich nicht irre, von Vierordt gemacht wurde, um Mischungen von Pigment- und Spectralfarben hervorzubringen.

Der genannte Vorschlag bestand darin, die Scale im Scalenfernrohre eines gewöhnlichen Spectralapparates durch eine passend erleuchtete farbige Fläche zu ersetzen; dann mufs das Spiegelbild dieser Fläche sich über das Spectrum lagern, so dafs der Beobachter eine Mischung der von dem Pigmente zurückgeworfenen und der Spectralfarben erblickt.

Auf ganz ähnliche Weise kann man nun ein Spiegelbild einer bemalten Fläche *neben* ein Spectrum legen und so die beiden mit einander vergleichen.

Nach mehren Versuchen fand ich die folgende Anordnung am zweckmäfsigsten:

Ein weifser Carton von möglichst feinem Korne wurde zum Theile mit schwarzem Papier beklebt, so dafs eine scharfe horizontale Trennungslinie die beiden Hälften scheidet. Senkrecht auf diese Trennungslinie ist in den schwarzen Theil eine Spalte eingeschnitten von etwa einem Millimeter Breite oder weniger; diese Spalte reicht genau bis zu der Trennungslinie der beiden Hälften. Damit dieser Schlitz möglichst scharfe Ränder erhalte, ist es zweckmäfsig, ihn im Carton etwas breiter zu lassen, so dafs die Ränder nur von dem schwarzen Papiere gebildet werden.

Diesen so vorgerichteten Carton bringt man nun in die Brennebene des Scalenfernrohres, von dem man die Scale entfernt hat und das bewegliche Rohrstück entweder möglichst weit hineingeschoben, oder allenfalls auch hinweggenommen hat. Die horizontale Trennungslinie mufs durch die Axe des Rohres senkrecht geschnitten werden und der ganze Carton in seiner eigenen Ebene leicht horizontal verschiebbar seyn, was sich durch Aufkleben desselben auf einen Holzklotz ohne Schwierigkeit erreichen läfst. Befindet sich der weifse Theil oberhalb der Fernrohraxe, so erblickt man im Beobachtungsfernrohre unten das Spiegelbild der weifsen Fläche, oben dicht daranstofsend das des Schlitzes.

Hat man nun gleichzeitig die untere Hälfte des Spaltes im Collimatorfernrohre mit einem Blättchen Stanniol oder sonst einem undurchsichtigen Körper bedeckt, während die obere frei gelassen wurde, so sieht man zugleich in der unteren Hälfte des Gesichtsfeldes das Spectrum gemischt mit Weifs. Durch geeignetes Beschatten des weifsen Cartons sowie durch passende Wahl der Spaltbreite (im Collimator) kann man sowohl die Helligkeit des Spectrums als auch des weifsen Spiegelbildes innerhalb ziemlich weiter Gränzen beliebig verändern, und hat so die Reinheit und Helligkeit des unten erscheinenden Spectrums in seiner Gewalt.

Stellt man nun in einiger Entfernung hinter dem Schlitze im Carton die zu untersuchende farbige Fläche auf, so erblickt man den Schlitz in der betreffenden Farbe. Durch Verschieben des Cartons kann man alsdann das Bild des Schlitzes dicht über die Farbe im Spectrum bringen, welche ihm am nächsten steht und endlich durch allmähliche Aenderung in der Helligkeit und Reinheit des letzteren vollständige Uebereinstimmung herbeiführen.

Hiebei ist es wesentlich, dafs der Carton ein sehr feines Korn habe, weil sonst das über das Spectrum gelagerte Bild desselben dem Spectrum ein fremdartiges Ansehen giebt, während das von der farbigen Fläche herrührende Licht dadurch, dafs kein deutliches Bild dieser Fläche, sondern nur ein solches des Schlitzes entsteht, jene eigenthümliche Durchsichtigkeit besitzt, wie man sie sonst an Körperfarben vergeblich sucht.

Diese Resultate, welche man auf die Weise erhalten hat, lassen sich nun noch mit Hülfe einer zweiten Methode controliren, die noch rascher zum Ziele führt, aber vielleicht weniger frei von Einwürfen ist.

Diese Methode ist die folgende:

Man ersetzt die Scale im Scalenfernrohre durch eine undurchsichtige Platte (im Nothfalle nur aus Stanniol), die mit einem, die Mitte überschreitenden, verticalen Schlitze versehen ist, während die Spalte im Collimator, wie beim vorigen Versuche zur Hälfte bedeckt bleibt.

Bringt man nun vor dem Schlitze am Scalenfernrohre die farbige Fläche an, so erblickt man das Bild des Schlitzes im dunklen Theile des Gesichtsfeldes in dieser Farbe. Die andere Hälfte des Bildes lagert sich über das in der unteren Hälfte sichtbare Spectrum und erscheint demnach dort in der aus der Pigmentfarbe und einer Spectralfarbe gebildeten Mischfarbe. Diese Mischfarbe neigt sich nun der brechbareren Seite zu, wenn die Spectralfarbe, auf welche das Bild des Schlitzes fällt, brechbarer ist als die dem Pigmente entsprechende, während das umgekehrte

eintritt, wenn die Spectralfarbe weniger brechbar ist. Da man durch eine kleine Bewegung des Scalenfernrohres das Bild des Schlitzes leicht über das ganze Spectrum hinwegführen kann, so ist es unschwer jene Stelle zu finden, wo das Umspringen der Mischfarbe statt hat und diese Stelle besitzt offenbar denselben Farbenton, wie die betreffende Pigmentfarbe.

Die Reaction ist äufserst emfindlich. Gesetzt z. B. man habe ein grünes Pigment vor sich, wie es der Linie *E* entspricht, so genügt die allergeringste Verschiebung des Scalenfernrohres nach rechts oder links, um den auf das Spectrum fallenden Theil des Schlitzbildes im Vergleiche mit dem andern Theile das einemal gelblich das anderemal bläulich erscheinen zu lassen.

Ob die beiden Methoden ganz genau übereinstimmende Resultate liefern, dieſs kann natürlich erst nach eingehenden Versuchen entschieden werden. Für jene Theile des Spectrums, in welchem sich die Fluorescenz der Netzhaut nicht merkbar macht, glaube ich dessen bereits sicher zu seyn.

Die hier mitgetheilten Methoden sollen zunächst dazu verwendet werden, die Grundlagen für eine wirklich richtige in Pigmentfarben ausgeführte Farbentafel zu liefern.

XII. *Nachträgliche Berichtigung; von O. Grotrian.*

Die kürzlich erschienene Abhandlung von F. Kohlrausch, „Ueber das elektrische Leitungsvermögen des Wassers und der Säuren[1])“ veranlafste mich zu einer nochmaligen Durchsicht meines alten Beobachtungsprotokolls, welches die von mir früher veröffentlichten Zahlen

1) Berichte der Münchener Akademie. Math. phys. Klasse. 1875, S. 284.

für Salzsäure [1]) enthält. Die von Kohlrausch für diese Säure gefundenen Werthe weichen nämlich von den meinigen in einer Weise ab, die auf einen constanten Fehler in den specifischen Gewichten schliefsen liefs. In der That hat sich ein solcher herausgestellt. Die specifischen Gewichte der untersuchten Salzsäuren wurden von mir zunächst näherungsweise mit dem Aräometer und später genauer mit der Mohr'schen Waage bestimmt. Erstere sind nun irrthümlicher Weise statt der letzteren in meine Arbeit übergegangen.

Den dadurch entstandenen Fehler erlaube ich mir durch folgende Tabelle zu berichtigen, deren erste Columne die früher angegebenen, deren zweite dagegen die richtigen specifischen Gewichte enthält.

1,030	1,0191
1,0425	1,0328
1,089	1,0777
1,111	1,1026
1,1395	1,1308
1,151	1,1415.

In Tabelle VI, S. 390 meiner Abhandlung sind demnach die Zahlen der ersten Columne um etwa 0,01 zu vermindern. Eine genaue Umrechnung der Interpolationstabelle habe ich unterlassen, da meine Zahlen für das Leitungsvermögen mit einem wenn auch nur wenige Procente betragenden Fehler behaftet sind in Folge der nicht gänzlich vermiedenen Polarisation, während die von Kohlrausch veröffentlichten Beobachtungen unter gänzlichem Ausschlufs dieser Fehlerquelle angestellt sind.

1) Pogg. Ann. Bd. 151, S. 378.

Darmstadt, April 1876.

XIII. *Einfacher Apparat zur Messung sehr kleiner Zeiträume mit Anwendung auf die Bestimmung der Fallzeit eines frei fallenden Körpers;* von *Dr. Eb. Gieseler* in *Bonn.*

(Aus d. Bericht. d. niederrhein. Ges. f. Natur- und Heilkunde in Bonn vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

1. Idee des Apparates.

Der Apparat gründet sich auf die Methode der Beobachtung von Coïncidenzen schwingender Pendel, die bekanntlich von Borda zuerst zur Vergleichung der Schwingungszeiten zweier Pendel benutzt wurde. — Von den zwei Pendeln des Apparats möge das eine in jeder Secunde seine Gleichgewichtslage einmal, also in 1000 Sec. 1000 mal passiren, während das zweite in 1000 Sec. die Mittellinie 1001 mal durchläuft. Treffen nun in einem gewissen Momente beide Pendel gleichzeitig ihre Gleichgewichtslage, so wird beim nächsten Durchgange von Pendel I, also nach einer Secunde, das Pendel II schon um einen Weg, der $\frac{1}{1000}$ Sec. entspricht, von seiner Mittellinie entfernt seyn, nach 2 Sec. würde der Abstand in Zeitmaafs 0,002 Sec. betragen u. s. f. bis die Pendel nach 1000 Sec. wieder zusammentreffen. Wird nun eine Einrichtung angebracht, wodurch man den Anblick des gleichzeitigen Zusammentreffens beider Pendel in der Mittellinie genau feststellen kann und wird aufserdem jedes Pendel in seiner äufsersten Lage nach rechts durch einen leicht auszulösenden Widerstand festgehalten, so ist der Apparat in der Idee fertig und der Gebrauch, wie folgt. Es sey zunächst die Zeitdauer eines Ereignisses von weniger als 1 Secunde Dauer zu bestimmen. Dann werde beim Beginn desselben Pendel I, beim Schlufs Pendel II ausgelöst. Ferner beobachtete man die Zeit in Secunden am Pendel I bis beide Pendel in der Mittellage gleich-

zeitig eintreffen. Beträgt diese Zeit etwa 325 Secunden, so ist die Zeit des Ereignisses offenbar sehr nahe gleich dem Zeitabstande der Pendel, als Pendel I zum erstenmal die Mittellinie passirte. Genauer betrachtet liegt die Zeit zwischen 0,325 und 0,326 Sec., sie ist nämlich gleich dem Zeitabstande der Pendel bei Beginn der Bewegung von Pendel II. Dieser ist jedoch durch eine einfache Rechnung zu ermitteln und ebenso einfach die Beobachtung längerer Zeiträume, bei denen man die ganzen Secunden am Pendel I beobachten und aus der ersten Coïncidenz nach Beginn der Bewegung von II auf die Bruchtheile schliefsen kann.

2. Anwendung auf die Fallmaschine.

Um die vorstehende Idee durch einen einfachen Versuch zu prüfen, wurde unten an das Pendel einer Atwood'schen Fallmaschine ein umgekehrt U-förmiger Platindraht mit etwas Siegellack befestigt. Unmittelbar darunter war an das Gestell ein flaches Brettstück geschraubt mit zwei Rinnen senkrecht zur Ebene des Pendels. In die Rinnen wurde Quecksilber gegossen und die Enden des Platindrahts so gebogen, dafs sie in der Gleichgewichtslage des Pendels das Quecksilber berührten, bei jeder kleinen Bewegung nach rechts oder links aber wenigstens ein Drahtende heraustrat. Der Poldraht einer galvanischen Batterie wurde nun zunächst um einen Elektromagnet geleitet, dann in das Quecksilber einer Rinne und das Quecksilber der anderen Rinne mit dem zweiten Pol der Batterie verbunden. Liefs man nun das Pendel schwingen, so war der Strom bei jedem Durchgange durch die Gleichgewichtslagen einen Augenblick geschlossen und der Anker des Elektromagnets bezeichnete den Moment durch einen lauten Schlag. Da dem Verfasser ein zweites Pendel nicht zur Verfügung stand, benutzte er statt dessen die Unruhe eines Secunden-Schlagwerks. Dieselbe passirte ihre Gleichgewichtslage pro Secunde zwei Mal und wurde dem Pendel entsprechend mit U-förmigen Draht-

und Quecksilberrinnen versehen, so daſs, wenn man das Schlagwerk allein in die Leitung der galvanischen Batterie einschaltete, der Anker halbe Secunden schlug. Jetzt wurde der Apparat so zusammengestellt, daſs der galvanische Strom sowohl den Platindraht des Pendels als den des Schlagwerks passiren muſste, dann erfolgten in Zwischenräumen von 203 Secunden 11 bis 12 Schläge des Elektromagnets, die das gleichzeitige Passiren der Gleichgewichtslagen von Pendel und Schlagwerk hervorhoben. Um nun die Fallzeit einer Kugel zu bestimmen, wurde dieselbe an einen vorher am Pendel befestigten horizontalen Draht mittelst eines Fadens so aufgehängt, daſs das Pendel durch die einseitige Belastung so viel von seiner Gleichgewichtslage abwich, wie bei einer Schwingung. Unter der Kugel stand ein 32 Ctm. hohes Tischlein und darunter das Schlagwerk. Die Unruhe des Schlagwerks hielt ein hakenförmig gebogener Draht in ihrer äuſsersten Lage nach links. Der senkrechte Draht wurde in einer anschlieſsenden Oeffnung der Tischplatte geführt und endigte in einer kleinen horizontalen Platte 62 Mm. lothrecht unter der Kugel. Nun wurde der die Kugel tragende Faden abgebrannt, es setzten sich dadurch Pendel und Kugel gleichzeitig in Bewegung. Sobald die fallende Kugel 62 Mm. durchlaufen hatte, traf sie das obere Ende des das Schlagwerk hemmenden Drahtes; dadurch wurde dieses ausgelöst und fing an zu schwingen. Die Beobachtung ergab nun nach 40 Secunden am Pendel beobachtet 11 Schläge des Elektromagnets und die nächste Coïncidenz von der 241. bis incl. 253. Secunde mit 12 Schlägen. Wenn man beachtet, daſs das Schlagwerk doppelt so oft die Mittellinie passirt, als das Pendel und auſserdem seine Secunden etwas gröſser sind, so läſst sich die Fallzeit der Kugel berechnen. Nimmt man dabei das Mittel aus den beobachteten Schlägen als Augenblick der wirklichen Coïncidenz, so wird man finden, daſs die beobachtete Zeit nur um einige Tausendtheile einer Secunde von der aus $g = 9^m,81$ berechneten abweicht. Es dürfte daraus her-

vorgehen, dafs ein sorgfältig construirter Apparat dieser Art einer aufserordentlichen Genauigkeit fähig ist. Verfasser würde dazu statt des Quecksilbercontacts eine Contactfeder, die eine schmale Metallplatte berührt, empfehlen und um schwache Ströme zur Schonung des Contacts anwenden zu können, statt des Elektromagnets, ein empfindliches Galvanometer in Vorschlag zu bringen.

XIV. *Nachträgliche Mittheilungen über die Bilder elektrischer Funken; von A. Peters.*

Im 11. Hefte des vorigen Jahrganges dieser Annalen (Bd. 156, Stück 3) ist gezeigt, dafs die Bilder der elektrischen Funken, wie sie sich auf einer berufsten, mit Schellackfirnifs überzogenen Glastafel von gut isolirendem Glase darstellen, einen charakteristischen Unterschied der + und — E. deutlich hervortreten lassen, und zugleich zeigen, dafs die beiden EE. sich nicht in einem Punkte, sondern auf einer gröfsern Strecke, die in der Regel ein Drittel ihrer Bahn beträgt, vereinigen. Es ist weiter angegeben, dafs sich diese Erscheinungen in gleicher Weise an den Bildern der Funken einer mit Condensatoren versehenen Holtz'schen Maschine, wie an denen von grofsen Funkeninductoren zeigen, so dafs sich ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Arten von Funken aus ihren Bildern nicht ergiebt. Wenn nun aber in den oben bezeichneten früheren Mittheilungen über diese Bilder von der Bahn der — E. einer Holtz'schen Maschine gesagt ist, dafs sie sich *„durch den Mangel an Auszweigungen“* charakterisire und es als eine Verschiedenheit dieser — E. von der — E. der Funkeninductoren bezeichnet wurde, dafs letztere in ihren Bildern bisweilen Ausläufer von der

Hauptbahn hervorbrächte, die jedoch stets einfach seyen und höchstens eine einfache Gabeltheilung zeigten, so ist diese Angabe nach neuerdings angestellten Versuchen in etwas zu modificiren. Nachdem ich nämlich mehrere Glastafeln von ihrem alten Schellacküberzuge sorgfältig gereinigt und zweimal von neuem mit gutem Schellackfirnifs überstrichen — das zweite Mal natürlich erst nachdem der erste Ueberstrich gut getroknet war — und ich dann vermittelst einer Holtz'schen Maschine Funkenbilder auf denselben erzeugte, zeigten diese in dem negativen Drittel ebenso wie die Funkenbilder von Inductoren Auszweigungen. Da eine Beschreibung, wenn sie auch noch so detaillirt ist, keine so deutliche Vorstellung von diesen Ausläufern zu geben vermag, als eine Abbildung, so habe ich die Anfänge des negativen Theils mehrerer Funkenbilder, wie sie in der oben angegebenen Weise vermittelst der Holtz'schen Maschine hervorgebracht werden, in den Figuren 5 bis 15, Taf. III von den einfachsten bis zu den complicirteren hinauf dargestellt. Wie diese Abbildungen zeigen, treten die Ausläufer in der Regel in der Nähe des Aufspringepunktes auf, in Zahl und Ausdehnung bald schwächer bald stärker und nach verschiedenen Richtungen hin. Wenn sie nicht zu klein und zu matt sind, so haben sie wie die Hauptbahn der — E. in der Mitte einen hellen Streifen und sind nach aufsen hin von einem hellen Saume umgeben. Vergleiche Figg. 7 bis 13. Abzweigungen von der Hauptbahn sind sehr selten. Unter Fig. 15 findet sich ein Beispiel dieser Art; es ist das einzige, welches ich zu beobachten Gelegenheit hatte. Eine eigenthümliche abgerundete Form zeigt Fig. 14, dieselbe wird wahrscheinlich auch sehr selten vorkommen. Ich wenigstens habe sie auch nur ein einziges Mal gefunden.

Worin nun die eigentliche Ursache der Entstehung solcher Ausläufer besteht, das scheint sich schwer ermitteln zu lasen. Nach meinen Versuchen mufs ich dafür die gröfsere Isolationsfähigkeit des Schellackfirnisses ansehen. Denn alles Uebrige war bei diesen Versuchen das-

selbe wie bei früheren, wo sich solche Ausläufer nicht zeigten. Es wurde dieselbe Maschine mit denselben Condensatoren angewandt. Ob die Luftfeuchtigkeit eine verschiedene war, vermag ich nicht anzugeben. Jedenfalls aber ist der Unterschied zwischen den Funken der Maschinenelektricität und denen der grofsen Inductoren durch diese Versuche auf ein noch geringeres Maafs reducirt, als ich das in meinen früheren Mittheilungen in diesen Annalen aussprach. Eine Vergleichung dieser Abbildungen mit denen im 11. Hefte des vorigen Jahrganges zeigt das deutlich.

Uebrigens bleibt der charakteristische Unterschied zwischen den Wirkungen der + und — E. in den Funkenbildern, so wie ich ihn früher angegeben habe, nach meinen neuen Versuchen bestehen, und auch das bleibt bestehen, dafs die beiden EE. in den Funken sich nicht in einem einzigen Punkte, sondern auf einer gröfseren Strecke vereinigen.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47

1876. ANNALEN № 6.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CLVIII.

I. *Ueber die Fähigkeit der Luft und des Wasserstoffgases, die Wärme zu leiten und deren Strahlen durchzulassen;* von Dr. H. Buff in Gieſsen.

Vor mehr als 14 Jahren [1]) hat Magnus eine Experimentaluntersuchung bekannt gemacht, deren Ergebnisse ihn zu der Folgerung leiteten, daſs Wasserstoffgas eine derjenigen der Metalle ähnliche Leitfähigkeit für die Wärme besitze. Diese Annahme ist seitdem, obgleich nicht ganz unangefochten, in die meisten Lehrbücher der Physik übergegangen.

Bedenken gegen die Richtigkeit derselben beziehen sich begreiflicher Weise nicht überhaupt auf die Fähigkeit des Wasserstoffs, gleich anderen Gasen, die Wärme durch Leitung aufnehmen und in geringem Grade sogar durch seine eigne Masse, und zwar ohne begleitende Strömungen, fortpflanzen zu können. Auch werden derartige Bedenken dadurch nicht aufgehoben, daſs das Vermögen des Wasserstoffs, die Wärme zu leiten, nach den Beobachtungen von Kundt und Warburg [2]) dasjenige anderer Gase in der That sehr bedeutend übertrifft. Denn diese Thatsache kann sehr wohl bestehen, ohne daſs das Leitungsvermögen des Wasserstoffs demjenigen der Metalle in dem Grade nahe kommt, daſs dadurch eine so rasche Bewegung der Wärme durch Leitung vor sich geht, wie sie Magnus voraussetzen zu müssen glaubt,

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 497.
2) Pogg. Ann. Bd. 155, S. 337.

um z. B. die bekannte, zuerst von Grove beobachtete Glüherscheinung zu erklären [1]). Die Annahme, dafs bei diesem Phänomen eine raschere Strömung des Wasserstoffgases die stärkere Abkühlung des in diesem Gase ausgespannten Platindrahtes herbeigeführt haben könne, hielt Magnus allerdings nicht für berechtigt. „Es ist nicht einzusehen, sagte er, weshalb die Strömungen, welche durch Temperatur-Unterschiede entstehen, in dem Wasserstoff stärker als in andern Gasen seyn sollten". Eine solche Verschiedenheit im Verhalten von Luft und Wasserstoff, wenn man von der gröfseren Beweglichkeit des letzteren absieht, könnte nun in der That nicht stattfinden, wenn beide Gase, die bei gleichem Volum und unter gleichem Druck gleiche specifische Wärme besitzen, zugleich auch einerlei Leitfähigkeit für die Wärme und gleiche Diathermanität zeigten.

Bezeichnet man das Gewicht von v^{cc} eines Gases nach bekannter Weise mit

$$p = \frac{273 \,.\, v\ b\ d}{1000 \,.\, 760\ (273 + t)}$$

wo d das Gewicht von 1000^{cc} bei 0^{0} und unter 760^{mm} Druck, b aber die in Betracht kommende Spannkraft und t die Temperatur bedeutet, so ist der Gewichtsunterschied oder der Auftrieb von v^{cc} dieses Gases, welche in kühlerer Umgebung t die höhere Temperatur t' angenommen haben

$$= \frac{273\ v\ b\ d}{1000 \,.\, 760} \left(\frac{1}{273 + t} - \frac{1}{273 + t'} \right) \cdot$$

$$= \frac{273\ v\ b\ d}{1000 \,.\, 760} \cdot \frac{t' - t}{(273 + t)\,(273 + t')}$$

Daraus ergiebt sich der Quotient des Auftriebs durch die Masse, und folglich die Beschleunigung

$$C = \frac{g\ (t' - t)}{273 + t}.$$

Wenn demnach verschiedene Gase für eine und dieselbe Temperaturdifferenz $t' - t$ gleiche Beschleunigungen annehmen müssen, so ist dies doch nicht mehr der Fall,

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 500.

sobald eine verschiedene Temperaturdifferenz eintritt. Dieses muſs aber zwischen irgend zweien Gasen immer geschehen, wenn ihre specifischen Wärmen verschieden sind, und ganz besonders, wenn die Fähigkeit Wärme bei der Berührung mit einem festen Körper aufzunehmen oder abzugeben bei beiden Gasen nicht dieselbe ist. In so fern bedarf es also keineswegs der Annahme einer metallartigen Leitfähigkeit des Wasserstoffs, um die raschere Fortführung der Wärme durch dieses Gas zu erklären. Es genügt die Thatsache, daſs dasselbe ein wie schlechter Leiter an und für sich doch viel besser leitet als andere Gase.

Von viel gröſserer Bedeutung zu Gunsten seiner Hypothese erscheinen die von Magnus selbst ausgeführten experimentellen Untersuchungen. Der Apparat, dessen er sich dabei bediente, hatte im Wesentlichen folgende Einrichtung[1]): Auf ein cylindrisches, senkrecht gestelltes Gefäſs aus dünnem Glase von 56^{mm} Weite und 160^{mm} Höhe, ist ein zweites offenes Glasgefäſs von demselben Durchmesser, aber nur etwa 100^{mm} Höhe, aufgeschmolzen, in der Art, daſs beide Behälter nur durch eine einzige dünne Wand getrennt sind. Der die untere Mündung des cylindrischen Gefäſses schlieſsende Kork ist von zwei mit Hähnen versehenen Glasröhren durchsetzt, durch welche man das Gefäſs mit Luft oder anderen Gasen unter beliebigem Druck füllen kann. Seitlich ist das cylindrische Gefäſs, etwa 50^{mm} unterhalb der dünnen Glaswand, mit einem Tubulus versehen, durch welchen ein Thermometer eingeschoben und in horizontaler Lage unveränderlich befestigt ist. In das aufgeschmolzene Gefäſs wird siedendes Wasser gebracht und während der Dauer eines Versuchs durch Einführung von Wasserdampf im Sieden erhalten. Um mittlerweile dem umgebenden Raume eine möglichst constante Temperatur zu sichern, ist der Apparat in einem Becherglas befestigt und dieses wieder mit einem ähnlichen weiteren umgeben, welches bis zur Höhe des siedenden

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 504.

Wassers mit Wasser von constanter Temperatur gefüllt ist.

Um bei dem so eingerichteten Apparate den Einfluſs der Wärmestrahlung möglichst abzuschwächen, befand sich nahe über dem Behälter des Thermometers als Schirm eine Korkscheibe oder eine dünne Platte übersilberten Kupfers. Der erwartete Zweck wurde indessen auf diesem Wege nur sehr unvollkommen erreicht; denn selbst in dem von Luft fast ganz entleerten Raume erhob sich die Temperatur des Thermometers noch um 8 Grade über diejenige des Wassers im äuſseren Becherglase. Diese Temperaturerhöhung verminderte sich beim Zutritte der Luft, mehr und mehr bei zunehmendem Drucke derselben, so daſs augenscheinlich die Wärmestrahlen, ähnlich wie in starren und flüssigen Körpern, so auch beim Durchgang durch die Luft theilweise absorbirt wurden. Eine Bewegung der Wärme durch Leitung, wenn sie vorhanden war, blieb unter der mächtigeren Wirksamkeit der Strahlung verdeckt.

Aehnliches fand Magnus bei einer gröſseren Anzahl anderer Gase, welche er untersucht hat. Nur Wasserstoffgas machte in dieser Beziehung eine Ausnahme, denn während bei allen anderen Gasen die Erwärmung des Thermometers abnahm, sobald die Dichtigkeit sich vermehrte, zeigte sich bei Wasserstoffgas gerade das Umgekehrte; ja dieses Gas unter gewöhnlichem Atmosphärendruck förderte den Durchgang der Wärme sogar mehr als der leere Raum.

Besonders durch dieses Verhalten glaubte Magnus die metallähnliche Leitfähigkeit des Wasserstoffs in entscheidender Weise nachgewiesen zu haben.

Eine nähere, sorgfältige Prüfung des beschriebenen Verfahrens leitete mich gleichwohl zu anderen Folgerungen, und veranlaſste mich schlieſslich, die angeregte Frage von Neuem einem experimentellen Studium zu unterwerfen.

Mein Apparat ist dem von Magnus benutzten nach-

gebildet, jedoch mit einigen, wie mir scheint, zweckmäfsigen Abänderungen. Da es sich darum handelte, das Wärmeleitungsvermögen der Gase, in so weit es vorhanden war, möglichst unabhängig von fremdartigen Einflüssen zu studiren, also die Wirkung der strahlenden Wärme möglichst auszuschliefsen, so wurde auf dem cylindrischen Glasgefäfs, anstatt des bei Magnus aufgeschmolzenen Glases für das heifse Wasser, zu demselben Zwecke ein Behälter aus Messingblech luftdicht aufgekittet. Die dem Thermometer zugewendete Bodenwand desselben ist reinmetallisch und polirt. Eine doppelte Seitenwand, deren Zwischenraum mit Baumwolle ausgefüllt ist, verhindert eine allzuschnelle Abkühlung. Der Glascylinder hat 20^{cm} Höhe bei 7,5^{cm} Weite. Sein unterer eben abgeschliffener Rand steht luftdicht auf dem Teller einer Luftpumpe. Durch diesen Teller dringen von Aufsen, luftdicht und wohl isolirt, nahe neben einander ein Eisendraht und ein Neusilberdraht, beide im Innern des Glascylinder sich senkrecht erhebend, und in einigem Abstande unter dem Boden des Blechgefäfses zusammengelöthet. An der Löthstelle sind beide Drähte zu 12,5^{mm} Breite platt geschlagen und bilden so einen flachen Bogen, dessen Mitte (die Löthstelle) sich bei den ersten Versuchen nur 23^{mm} unter der polirten Blechwand befand. Die beiden äufseren Drahtenden, nahe neben einanderliegend, aber wohl isolirt, sind mit Kupferdrähten verbunden, welche zu dem astatischen Galvanometer führen. Beide sind zusammen mit Baumwolle dick umwickelt, um dieselben vor dem Eindrucke rasch vorübergehender Temperaturschwankungen zu schützen.

Die Anwendung eines thermoelektrischen Paares an der Stelle des Quecksilberthermometers sollte zwar zunächst, gleich der Metallfläche des Heizgefäfses, den Einfluſs der strahlenden Wärme vermindern. Aufserdem gehorcht es aber auch in Folge der Anordnung der Löthstelle mit gröfserer Schnelligkeit als das Quecksilberthermometer den Wärmeeindrücken, welchen es ausgesetzt wird.

Nahe über der Löthstelle befand sich bei den ersten Versuchsreihen ein Silberstreifen als Schirm gegen die Wärmestrahlung. Später wurde derselbe als überflüssig erkannt und entfernt. In der That hatte schon Magnus bemerkt, daſs der Schutz, welchen er von dem Schirm erwartete, theils durch die Erwärmung dieses Schirms selbst, theils durch allmälige Temperaturzunahme der Wände des Glascylinders groſsentheils aufgehoben und zwecklos wurde. Dasselbe ergab sich aus meinen Versuchen.

Der ganze Apparat bis zur Höhe des Blechgefäſses ist mit einem weiteren Glascylinder umgeben, dessen unterer Rand ebenfalls abgeschliffen ist, und durch Bestreichen mit Fett auf dem Teller der Luftpumpe luftdicht anschlieſst. Der Zwischenraum zwischen beiden Cylindern läſst sich daher mit kaltem Wasser füllen. Anfangs wurde jedoch dieses Abkühlungsmittel, ähnlich wie bei Magnus, nicht angewendet.

Gleich die ersten Versuche, welche mit dem so eingerichteten Apparate angestellt wurden, lieſsen eine Fehlerquelle entdecken, die ich zu vermeiden suchen muſste. Durch das heiſse Wasser im Blechgefäſse wurde nicht nur die Löthstelle des thermoelektrischen Paares und die dasselbe umgebende Luft, sondern auch, und wahrscheinlich zu höherem Grade, theils durch Leitung, theils durch Strahlung, die Wand des Glascylinders erwärmt. Diese Temperaturerhöhung lieſs sich schon durch das Gefühl wahrnehmen; sie erstreckte sich zu beträchtlicher Tiefe abwärts und jedenfalls unter das Niveau der Löthstelle.

Es ist nun einleuchtend, daſs in Folge dessen ein aufsteigender Gasstrom an der Wand des Glases nicht ausbleiben konnte, und daſs dadurch die Beweiskraft der Versuche, in so weit es die in Frage stehende Leitungsfähigkeit der Gase betrifft, verloren ging.

Magnus hatte diesen Einfluſs der erwärmten Seitenwände des Glascylinders wohl bemerkt; da jedoch der Zutritt zu denselben bei seinem Versuchs-Verfahren dem

Beobachter versperrt blieb [1]), so mag er wohl die Bedeutung desselben nicht genügend gewürdigt haben.

Ich hoffte, den bezeichneten Fehler durch eine Abkürzung der Versuchsdauer beseitigen zu können. Magnus hatte während der Dauer eines jeden Versuchs, durch Einleitung von Dampf in das Heizgefäfs, dessen Temperatur auf dem Siedepunkte erhalten. Nach 20 bis 40 Minuten hatte dann das Quecksilberthermometer seine Maximaltemperatur angenommen. Es ist klar, dafs unterdessen der Hitze volle Zeit blieb, sich im ganzen Umfange des Apparates auszubreiten.

Nun hatte ich bemerkt, dafs, wenn man die in das Blechgefäfs gebrachte heifse Flüssigkeit frei der Abkühlung überliefs, die astatische Doppelnadel dennoch nach einiger Zeit eine gröfste Ablenkung annahm, also ein Gleichgewicht zwischen Zufluſs und Abfluſs der Wärme zu erkennen gab. Bei einem Thermomultiplicator von grofser Empfindlichkeit entsprechen bekanntlich ziemlich starke Ablenkungen der Nadel doch nur geringen Schwankungen in der wirklichen Temperatur der Löthstelle. Kennt man daher die Temperatur des Blechgefäfses (oder eigentlich diejenige seiner Bodenfläche) vor dem Beginne eines Versuchs, dann diejenige Temperatur seines flüssigen Inhaltes, bei welcher die gröfste Ablenkung der Nadel eintritt, so mufs das Gleichgewicht der Wärmebewegung, durch welches eben jene höchste Temperatur der Löthstelle bedingt wird, dem Unterschiede jener beiden Temperaturen des Blechgefäfses sehr nahe proportional seyn, so lange wenigstens als man sich auf Temperaturunterschiede von mäfsiger Gröfse beschränkt.

Diesen Anschauungen gemäfs wurde der Versuch damit begonnen, das Blechgefäfs mit Wasser zu füllen, von solcher Temperatur, dafs die Galvanometernadel sich auf 0° stellte, und in dieser Stellung sich behauptete. Nachdem dieser Zeitpunkt eingetreten war, nahm man nach Erfordernifs einen Theil des kühleren Wassers heraus

1) Zu vergleichen die Abbildung seines Apparates P. A. Bd. 112.

und ersetzte dasselbe durch heifses Wasser. Die Temperatur des Gemenges wurde gemessen; zugleich der Zeitpunkt des Eingiefsens bemerkt. Ein Thermometer, dessen Behälter auf dem Boden des Blechgefäfses stand, zeigte den Gang der Temperatur.

In der folgenden Tabelle überblickt man die Hauptresultate einiger der auf diese Weise ausgeführten Versuche. Die unter T gegebenen Zahlen bedeuten bei jedem der bezeichneten Gase die Temperaturen des Wassers im Blechgefäfse, und zwar vor Beginn des Versuches, nach der Mengung des kühleren mit heifsem Wasser und drittens beim Eintritte der stärksten Ablenkung der Nadel. Den jedesmaligen Unterschied der ersten und dritten dieser Temperaturen sieht man unter t besonders hervorgehoben. Die Spalte τ zeigt die zugehörigen gröfsten Ablenkungen der Nadel, deren wirkliche, vergleichbare Werthe durch die eingeklammerten Zahlen angegeben sind. Diese Werthe sind nach einem in einer früheren Abhandlung [1]) beschriebenen Verfahren bestimmt worden. Eine höhere Bedeutung als diejenige einigermafsen brauchbarer Anhalte wage ich denselben nicht beizulegen, weil die Unterschiede der direkt beobachteten und abgeleiteten Zahlen, sobald die Ablenkungen der Nadel 40° überschreiten, viel zu grofs werden, um ihre Richtigkeit bis auf einige Grade hin verbürgen zu können. Die Spalte z giebt, in Minuten ausgedrückt, die Dauer des Versuchs bis zum Eintritte der gröfsten Erwärmung der Löthstelle. Die Spannung der Gase im Innern des Glascylinders findet man unter p in Millimetern angegeben. Endlich erhält man in der letzten Spalte vergleichbare Werthe über die Stärke der Wärmewirkungen auf die Löthstelle.

1) Pogg. Ann. Bd. 155, S. 98.

Tabelle I.

	T	t	τ	z	p	$\frac{100\,\tau}{t}$
Trockne Luft	19,8 56,0 47,7	27,9	0 50,5 (99,25)	0 22	760 —	 356,6
Luftverdünnter Raum	18,4 54,6 47,0	28,6	0 48,0 (88,5)	0 15	15 —	 309,5
Wasserstoff	22,5 57,5 50,5	28,0	0 57,8 (130,6)	0 17	760 —	 466,4
Wasserstoffleere	23,0 58,0 52,1	29,1	0 53,0 (110,0)	0 14	5 —	 378,0

Sowohl Luft wie Wasserstoff, bevor ihnen der Zutritt in den Glascylinder gestattet war, liefs man in langsamer Bewegung durch ein 40 cm langes, mit ausgeglühtem Chlorcalcium gefülltes Rohr streichen. Auch wurde stets die Vorsicht gebraucht, ein mit Chlorcalciumstücken gefülltes Glas in den Glascylinder zu stellen.

Die Ergebnisse dieser Versuche zeigen bezüglich des Wasserstoffgases dasselbe, was Magnus beobachtet hatte: dafs nämlich der dichtere Wasserstoff Wärme in gröfserer Menge durchliefs als dasselbe Gas bei sehr starker Verdünnung. Ein ähnliches Verhalten ergiebt sich aber auch bezüglich der Luft, und den Grund erkennt man deutlich aus dem Verlauf der Versuche.

Nachdem nämlich die gröfste Ablenkung der Nadel eingetreten war, erhielt sich dieselbe mit wenig verminderter Stärke noch längere Zeit, bis zu 30 Minuten und mehr, obschon die Temperatur des warmen Wassers fort-

während abnahm. Die verminderte Wärmezufuhr von dieser Seite mufste also aus einer anderen Quelle ausgeglichen worden seyn. Wurde während dessen der flüssige Inhalt des Messingbehälters durch Zusatz von Eis plötzlich abgekühlt, so trat der Einfluſs dieser Abkühlung erst nach mehreren Minuten deutlich hervor. Offenbar war demnach die Erwärmung der Löthstelle mehr und mehr in Abhängigkeit von dem Wärmezustande der Cylinderwand gerathen. Da das Glas nur in mäſsigem Grade die Fähigkeit besitzt, die Wärme zu leiten, so ist es wohl erklärbar, daſs die Temperatur des Cylinders an den tiefer liegenden, von dem Wasserbehälter entfernteren Stellen noch immer zunahm, ungeachtet die Temperatur des Wassers schon beträchtlich abgenommen hatte. War dies aber der Fall, so empfing das Thermometer nicht nur Wärmestrahlen in reichlicher Menge von der Cylinderwand, sondern es mufste auch, so oft der Glascylinder mit Gas gefüllt war, eine aufsteigende Strömung warmen Gases entstehen.

Die Ergebnisse der Versuche müssen deshalb unklar und zweideutig bleiben, so lange man nicht Sorge trägt, die Erwärmung der Seitenwände des für die Aufnahme der Löthstelle des Thermometers bestimmten Behälters zu verhindern.

Der ringförmige Raum zwischen dem inneren und äuſseren Glascylinder wurde deshalb bei den folgenden Versuchen bis zur Höhe von 7^{mm} unter dem Boden des Blechgefäſses mit Wasser von der Temperatur des Zimmers gefüllt.

Eine Folge dieser Abänderung fiel alsbald in die Augen. Die Ablenkungen der Nadel wurden geringer, der Eintritt des Maximums wurde beschleunigt. Ich hebe beispielsweise die folgenden Versuchsreihen hervor.

Tabelle II.

	T	t	ι	z	p	$\frac{100\,\iota}{t}$
Trockne Luft	10,9	—	0	0	739,5	
	38,3	—	—	—	—	
	34,0	23,1	20,5	12	—	88,7
Luftleere	12,8	—	0	0	1,5	
	41,5	—	—	—	—	
	37,1	24,3	31,0 (35,15)	6,5	—	144,6
Trocknes Wasserstoffgas	11,8	—	0	0	734,3	
	40,5	—	—	—	—	
	38,4	26,6	38,0 (50,45)	7	—	190,0
Wasserstoffleere	12,6	24,3	—	0	1,5	
	41,0		—	—	—	
	36,9		36,0 (45,5)	6,5	—	187,2

Nach Entfernung des *Silberstreifens*, der als Schirm für die Löthstelle des thermoelektrischen Paares dienen sollte, ergaben sich die folgenden wenig veränderten Zahlen.

Tabelle III.

	T	t	τ	z	p	$\frac{100\,\tau}{t}$
Trockne Luft	11,5	—	0	0	745,5	
	40,3	—	—	—	—	
	35,1	23,6	21,5 (21,63)	9	—	91,6
Luftleere	12,1	—	0	0	1,5	
	39,8	—	—	—	—	
	34,5	22,3	32,0 (36,9)	11	—	165,5
Trocknes Wasserstoffgas	11,2	—	0	0	749,0	
	41,2	—	—	—	—	
	37,0	25,8	42,0 (62,6)	6	—	242,6
Wasserstoffleere	12,3	—	0	0	1,5	
	39,5	—	—	—	—	
	35,7	23,4	34,0 (41,2)	6	—	175,8

Aus der Vergleichung beider Tabellen ersieht man, daſs die Wirkungen auf die Löthstelle nach Entfernung des Schirms zwar etwas höher ausfielen, jedoch ohne die Art der Einwirkung wesentlich zu verändern. Da hiernach der Schirm als überflüssig erschien, und sogar die Gleichförmigkeit im Gange der Versuche beeinträchtigen mochte, so wurde derselbe in der Folge stets weggelassen.

Die Fortpflanzung der Wärme durch die Luft, welche anfangs diejenige dnrch den leeren Raum überwog, trat gegen diesen nach Anwendung des Kühlwassers weit zurück. Da nun die Wärmebewegung in einer so stark verdünnten Luft wesentlich nur auf Strahlung beruhen konnte, so folgt, daſs Luft von atmosphärischer Dichtigkeit ein bedeutendes Absorptionsvermögen gegen solche Wärmestrahlen ausüben muſs, die aus einer Quelle von mäſsiger Temperatur hervorgegangen sind. Diese Eigenschaft der Luft konnte bei den ersten Versuchen, ohne Anwendung des Kühlwassers, nur durch aufsteigende Ströme, welche der Löthstelle Wärme zugeführt hatten, verdeckt worden sein. Derselbe störende Einfluſs muſste sich aber auch bei den Versuchen mit Wasserstoffgas geltend gemacht und jedenfalls die Bewegung der Wärme durch dieses Gas, unabhängig von einer vermeintlichen Leitfähigkeit desselben, begünstigt haben.

Indessen auch die beiden letzten Versuchsreihen lassen, ungeachtet der Anwendung des Kühlwassers, eine beschleunigte Bewegung der Wärme im Wasserstoffgase erkennen, und zwar ganz in dem Sinne der Beobachtungen von Magnus, in Folge deren die Annahme einer metallartigen Leitfähigkeit des Wasserstoffs gerechtfertigt erscheinen konnte. Auffallend blieb dabei nur (und dies ist das Ergebniſs mehrerer nahe übereinstimmender Versuche), daſs gerade dann, wenn eine freie Circulation des Gases am meisten gehemmt war, nämlich bei Anwendung des Schirms, der Unterschied zwischen dem Durchgange der Wärme, einerseits durch den dichteren Wasserstoff, andererseits durch die Wasserstoffleere, sich als der ge-

ringste herausstellte. Aber auch noch andere Erscheinungen liefsen vermuthen, dafs es trotz des Gebrauches des Kühlwassers nicht gelungen war, die Gasströmungen während der Dauer der einzelnen Versuche ganz aufzuheben.

Nach dem Eintritte des Maximums ihrer Ablenkung zeigte sich der Rückgang der Nadel gegen den Nullpunkt hin keineswegs der Temperaturabnahme des Wassers im Blechgefäfse entsprechend. Ja, wenn die letztere rasch bis zu derjenigen der äufseren Luft zurückgeführt wurde, behauptete sich gleichwohl auch jetzt noch längere Zeit ein beträchtlicher Ausschlag der Nadel. Die verminderte Einwirkung des warmen Wassers, in Folge seiner allmäligen Abkühlung, mufste demnach noch immer, theilweise wenigstens, dadurch ersetzt worden sein, dafs die Cylinderwand die vom Wasser aufgenommene Wärme nicht mit verhältnifsmäfsiger Schnelligkeit wieder an das Kühlwasser abgeben konnte. In der That hatten sich nach einem jeden Versuche die oberen Schichten des Kühlwassers merklich erwärmt. Der Unterschied betrug zwar in der Höhe der Löthstelle des thermoelektrischen Paares selten mehr als einen Grad, häufig sogar weniger. Ich überzeugte mich jedoch, dafs selbst so geringe Temperaturschwankungen einen sehr merklichen Einfluſs auf die Stellung der astatischen Nadel gewinnen konnten. Freilich mochten sie auf der Innenfläche des Glases etwas gröfser ausfallen.

Da unter solchen Verhältnissen Strömungen, zumal in dem leicht beweglichen Wasserstoffgase gar nicht zu vermeiden waren, da demnach hinlänglicher Grund zur Vermuthung blieb, dafs gerade diese Strömungen und nichts Anderes das Uebergewicht der Wärmebewegung im Wasserstoff herbeigeführt hatten, so erschien es unumgänglich, einen stetigen Wechsel des Kühlwassers anzuordnen. Dem gemäfs wurde eine Hebervorrichtung angebracht, durch deren Vermittlung das Kühlwasser fortdauernd von der Oberfläche abfloſs, während gleichzeitig frisches, kälteres Wasser am Boden des ringförmigen Behälters eintrat.

Hierdurch gelang es, die Temperatur des Kühlwassers so gleichförmig zu erhalten, daſs sich dieselbe im Laufe eines Versuchs höchstens um 0,1 bis 0,2 Grad veränderte.

Auſserdem wurde die Löthstelle des thermoelektrischen Paares, welche bisher nur 22^{mm} unter dem Boden des Blechgefäſses angebracht war, bis zu 45^{mm} herabgesenkt; ein Abstand, der immer noch einige Millimeter weniger betrug, als der von Magnus, bei seinen Versuchen gewählte. Derselbe setzte gleichwohl, unter Mitwirkung des Kühlwassers, der Erwärmung des Glases bis zum Niveau der Löthstelle hin, eine weitere bedeutende Schranke.

Es ergaben sich jetzt für Wasserstoff und Luft im trocknen Zustande die folgenden Zahlen:

Tabelle IV.

	T	t	τ	z	p	$\frac{100\,\tau}{t}$
Wasserstoffgas	11,0 46,0 39,6	28,6	11,5	8	760,0	40,2
Wasserstoff	11,0 55,3 47,5	36,5	15,9	7	755,0	43,6
Luft	11,0 52,0 45,3	34,3	7,5	7	744,5	21,8
Luft	10,5 51,0 43,0	32,5	13,5	7	1,5	40,0
Luft	9,4 60,0 51,3	41,9	16,5	7	1,5	41,5

Vergleicht man mit Bezugnahme auf diese Zahlen jetzt abermals das Verhältniſs der Wärmebewegung durch Wasserstoff und durch den luftleeren Raum, so ergiebt sich fast vollständige Gleichheit. Nun ist die Wirkung durch den

leeren Raum fast ausschliefslich nur durch strahlende Wärme hervorgebracht. Naturgemäfs gelangt man also zu der Folgerung, *dafs Wasserstoffgas die Wärmestrahlen, welche von einem durch heifses Wasser erwärmten Körper ausgehen, ungefähr mit derselben Leichtigkeit wie der leere Raum durchläfst.*

Allerdings ist der hier betrachtete leere Raum nicht gasleer, und so möchte es schon sein, dafs im Vergleiche mit dem letzteren die Durchstrahlbarkeit des Wasserstoffs doch etwas zurückbleiben würde. Es scheint dies sogar aufser Zweifel zu liegen; denn besäfse Wasserstoff überhaupt kein Absorptionsvermögen für Wärme, so würde dieses Gas ja unfähig seyn, sich erwärmen zu lassen.

Ein gewisser Grad von Leitungsvermögen für die Wärme, als Eigenschaft des Wasserstoffs, soll, wie schon früher ausdrücklich hervorgehoben worden, durch das Vorstehende keineswegs bestritten werden; wohl aber wird behauptet, dafs derselbe zu gering sey, um bei dem von Magnus gewählten und von mir wiederholten Versuchsverfahren deutlich, d. h. über die Gränzen der Beobachtungsfehler hinaus, hervortreten zu können.

Die Zusammenstellung, welche Magnus in seiner Abhandlung [1]) mittheilte, zeigt demnach nicht die Unterschiede des Leitungsvermögens verschiedener Gase, sondern ihrer Durchstrahlbarkeit, allerdings stark getrübt durch störende Nebeneinflüsse. Insbesondere sind die für Luft und Wasserstoff gegebenen Zahlen (aus dem vorher angeführten Grunde) viel zu hoch, im Vergleich zu dem für den leeren Raum gefundenen Mittelwerthe. Dadurch konnte dann allerdings die Vermuthung entstehen, dafs Wasserstoff eine derjenigen der Metalle ähnliche Leitfähigkeit besitze.

Von dieser vermeintlichen Eigenschaft des Wasserstoffs ausgehend, glaubte Magnus den eigentlichen Schlüssel gefunden zu haben zur Erklärung der schon berührten Beobachtung Grove's, dafs ein vom elektrischen Strome durchflossener Platindraht, in der Umgebung von Wasserstoff

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 511.

weniger leicht, als umhüllt von Luft zum Glühen gebracht werden kann.

Die Erklärung dieser Erscheinung ergiebt sich jedoch in gleich ungezwungener Weise, wenn es richtig ist, dafs die Diathermanität des Wasserstoffs diejenige der Luft weit übertrifft, zumal bei geeigneter Berücksichtigung des Verhaltens im leeren Raume, welches letztere Grove unbeachtet gelassen zu haben scheint.

Das stärkste elektrische Glühen eines Platindrahts zeigt sich nämlich, alles Uebrige gleichgesetzt im luftleeren Raume. Zutritt von Luft vermindert alsbald in auffallender Weise den Glanz der Erscheinung. Zutritt von Wasserstoff anstatt der Luft bewirkt, dafs der Draht aus dem Zustande des Weifsglühens in den des dunklen Rothglühens zurücktritt.

Aus den Untersuchungen von Dulong und Petit über die Gesetze der Abkühlung [1]) ist es bekannt, dafs die Abkühlung eines erwärmten Körpers in einem mit Gas erfüllten Raume rascher erfolgt als im leeren Raume; dafs aber in dieser Beziehung verschiedene Gase nicht mit gleicher Geschwindigkeit wirken. Befindet sich der erwärmte Körper von Wasserstoff umgeben, so kann in diesem Mittel von äufserster Beweglichkeit seiner Theile die rascheste Strömung vor sich gehen, und zwar ohne wesentliche Verminderung des Wärmeabflusses durch Strahlung. Die Verhältnisse sind also möglichst günstig für die Geschwindigkeit der Wärmebewegung. In der Umgebung von atmosphärischer Luft kann zwar ebenfalls ein starker Wärmestrom eintreten, allein der Verlust durch Ausstrahlung ist vermindert; die Geschwindigkeit der Wärmebewegung mufs folglich geringer seyn als im Wasserstofigase. Die raschere Abkühlung eines heifsen Körpers im Wasserstoffgase würde sich demnach, in Erwägung der geringeren Durchstrahlbarkeit der Luft, selbst dann leicht erklären, wenn beide Gase bezüglich ihres Leitungsvermögens für Wärme sich ganz gleich verhalten sollten.

1) *Ann. Chim. Phys. T.* 7, 1817.

Nach den Ergebnissen der vierten Versuchsreihe hemmt die Luft in sehr auffallender Weise den Durchgang der Wärmestrahlen. Die angewendete Luft war, wie gesagt, mit Sorgfalt ausgetrocknet worden. Man hatte sie in langsamem Strome durch ein mit Chlorcalciumstücken angefülltes Rohr geleitet; im Glascylinder selbst stand sie, nachdem derselbe wiederholt mit trockner Luft ausgespült war, jedesmal noch geraume Zeit vor dem Beginne des Versuchs mit porösem Chlorcalcium in Berührung. Dessenungeachtet wurde beiläufig die Hälfte der einfallenden Wärmestrahlen in der dünneren Luftschicht zwischen dem Boden des Heizgefäfses und der Löthstelle des Thermometers absorbirt. Da dieses Resultat mit den bisherigen Erfahrungen im Widerspruche steht, so ergab sich die Nothwendigkeit, nach weiteren Bestätigungen desselben zu forschen.

Um die Ablenkungen der Galvanometernadel zu vergröfsern, wurde zunächst die obere Fläche der Löthstelle mit Kienrufs überzogen, und dadurch der beabsichtigte Zweck in genügender Weise erreicht.

In der folgenden Tabelle bedeutet T diejenige Temperatur, welche man dem Wasser im Blechgefäfse beim Beginne eines Versuchs gegeben hatte, T' diejenige, bis zu welcher die Abkühlung in dem Augenblicke fortgeschritten war, als die Nadel das Maximum τ ihrer Ablenkung erreichte. Es bezeichnet ferner t den jedesmaligen Temperaturunterschied, für welchen τ sich ergab; es ist also $T - t$ der Stand des Thermometers im Blechgefäfse vor dem Eingusse des heifsen Wassers. Endlich erhält man unter z' die Dauer eines Versuchs von dem Zeitpunkte an, als das heifse Wasser eingebracht wurde bis zum Eintritte des Maximums der Ablenkung, und unter p die innere Spannung.

Tabelle V.

Uebersicht der Diathermanität der trocknen Luft bei verschiedener Dichtigkeit derselben.

T	T'	t	τ	z'	p^{mm}	$\frac{100\,\tau}{t}$
41,8	36,3	29,1	12,0	6	1,5	41,2
51,0	43,0	32,5	13,5	7	1,5	41,5
54,0	46,5	38,2	17,6	4	1,5	46,0
63,0	55,0	47,4	20,2	5	1,5	42,6
84,0	70,3	63,2	27,1 (29,0)	5	1,5	45,9
48,0	41,3	31,1	6,0	7	748,0	19,3
52,0	45,3	34,3	7,5	7	744,0	21,8
85,0	70,1	61,1	13,0	5	748,0	21,2
81,0	73,2	65,7	13,5	6	750,4	20,5
67,3	58,8	50,8	12,7	7	520,6	25,0
82,4	67,5	60,3	16,4	7	414,5	27,2
64,0	54,5	46,5	13,5	7	254,7	29,0
62,0	51,0	43,2	16,0	7	108,0	37,0
64,0	53,4	46,9	18,8	5	12,1	40,1
66,0	54,5	48,0	10,0	7,5	747,3	20,8

Die fünf ersten Versuche der Tabelle, bei welchen nur Strahlung die Wärmebewegung bewirkt haben konnte, bieten unter den günstigsten Bedingungen eine Controlle für die Gränzen der Brauchbarkeit des Rechnungsverfahrens, welches Behufs der Vergleichbarkeit allen meinen Versuchen zu Grunde gelegt worden ist, der Annahme nämlich, dafs die gröfste Ablenkung der Nadel in jedem einzelnen Falle dem Temperaturunterschiede t proportional sey. Wäre diese Annahme innerhalb des Umfangs der gewählten Temperaturen ganz tadellos, so müfsten die fünf ersten Zahlen der letzten Spalte gleich oder fast so sein. Aus einer näheren Erwägung des Ganges meiner Versuche glaube ich jedoch schliefsen zu dürfen, dafs die beobachteten Abweichungen nicht blos Beobachtungsfehler, sondern hauptsächlich dadurch entstanden sind, dafs es ungeachtet der getroffenen Vorsichtsmafsregeln nicht immer gelang, den Einfluſs der Wärmequelle auf die Seitenwände

des Glascylinders ganz zu beherrschen. Jedenfalls sind jedoch die Unterschiede der gefundenen Zahlen von ihrem Mittelwerthe

$$\frac{100\,\tau}{t} = 43{,}4$$

viel zu gering, als dafs die Antwort auf die Hauptfrage, um welche es sich hier handelt, dadurch zweifelhaft werden könnte.

Um die Schwierigkeiten, welche sich dem Bestreben, die Anfangstemperatur des Glascylinders festzuhalten, entgegensetzen, deutlicher zur Anschauung zu bringen, dürfte es nützlich sein, den Gang eines Versuchs hier vollständig mitzutheilen.

Tabelle VI.

T	τ	t	T'
7,1	0	9^h,55	7,34
84,0	23,0	9 ,56	7,34
74,0	26,5	9 ,58	7,34
71,4	27,0	9 ,59	7,34
70,3	27,1	9 ,60	7,34
68,8	27,0	9 ,61	7,34
68,0	27,0	9 ,62	7,35
66,4	26,7	9 ,63	7,35
64,5	26,0	9 ,65	7,33

Die Zahlen der drei ersten Spalten bedürfen keiner weiteren Erklärung; die der vierten Spalte unter T' geben die Temperatur des Kühlwassers in der Höhe der Löthstelle, also 38^{mm} unter dem Spiegel des Wassers. In dieser Gegend liefs sich, wie man sieht, die Temperatur in Folge des regelmäfsigen Abflusses von der Oberfläche sehr gleichförmig erhalten. Jedoch eine allmälige Zunahme nach Oben und nach der Innenfläche des Glases konnte gleichwohl nicht ganz verhindert werden. Dies ergiebt sich unverkennbar aus dem noch immer ziemlich langsamen Abfalle der Nadel, nachdem sie ihre gröfste Ablenkung erreicht hatte. Es ist klar, dafs durch diesen Einfluſs die gröfste Ablenkung eine geringe Aenderung er-

fuhr, die dann in verschiedenen Fällen vielleicht den Temperaturunterschieden nicht genau proportional war. Aber wie gesagt, die Hauptfrage über die grofse Absorptionsfähigkeit der Luft gegen Wärmestrahlen niederer Temperatur kann hierdurch bezüglich ihres quantitativen Verhältnisses nur eine kleine Aenderung erfahren haben.

Nach dem Mittel von fünf Versuchen ist für Luft von atmosphärischer Dichtigkeit die Verhältnifszahl

$$\frac{100\,\tau}{t} = 20{,}7,$$

während für einen luftverdünnten Raum von nur 1,5^{mm} Spannung als Mittelwerth sich ergab

$$\frac{100\,\tau}{t} = 43{,}4.$$

Reichlich die Hälfte der Wärmestrahlen geringer Brechbarkeit, welche in trockne Luft von atmosphärischer Dichtigkeit eindringen, werden hiernach gleich in den vordersten, der Wärmequelle sich anlehnenden Schichten verschluckt.

Bei abnehmender Dichtigkeit nimmt ihre Diathermanität zu. Aus den Versuchen 9 bis 15 der Tabelle ersieht man jedoch, dafs diese Zunahme der Spannkraft der Luft nicht umgekehrt proportional ist, sondern viel rascher erfolgt, so dafs bei einer Spannung von 100^{mm} die Durchstrahlbarkeit derjenigen des leeren Raums schon sehr nahe kommt.

Ich versuchte jetzt die Einwirkung der Wärmequelle auf die Löthstelle auf gröfseren Abstand zu prüfen, um zu erfahren, ob die Absorption der Wärmestrahlen in der Luft, gleich beim Eintritte in dieselbe soweit wie möglich erfolgt, oder ob sie sich in bemerklichem Grade auch in den tieferen Schichten fortsetzt.

Von den Zuleitungsdrähten zu dem thermoelektrischen Elemente wurden deshalb Stücke abgeschnitten von geeigneter Länge, um die Löthstelle bis zu 100^{mm} Abstand vom Boden des Blechbehälters zu entfernen. Bei diesem Abstande von der Wärmequelle bemerkte man an der

Aufsenfläche des Glascylinders während der Dauer eines Versuches keine Temperaturerhöhung.

Die Ergebnisse der Versuche, die nach der so veränderten Einrichtung ausgeführt wurden, entsprachen nicht meinen Erwartungen. Die Ausschläge der Galvanometernadel verminderten sich in dem Grade, dafs sie selbst unter den günstigsten Verhältnissen 4° kaum mehr überstiegen; das Absorptionsvermögen der Luft, anstatt verhältnifsmäfsig gröfser zu werden, wie ich vermuthete, schien abzunehmen, dergestalt, dafs es von 50 Procent des vorher beobachteten Betrags auf 20 und selbst auf 15 Procent zurückzusinken schien.

Um gröfsere Ablenkungen der Nadel zu erzielen, wurde nunmehr auch die untere, der Löthstelle zugewendete, bisher glänzend gebliebene Messingfläche des Heizgefäfses mit Kohlenschwarz überkleidet, jedoch ohne günstigen Erfolg. Die Ablenkungen nahmen nur wenig zu, ungeachtet dafs das Ausstrahlungsvermögen der Wärmequelle wenigstens um das 6 bis 7fache vergröfsert worden seyn mufste. Wirklich traten auch, als versuchsweise das Kühlwasser entfernt wurde, sehr grofse aber dadurch ganz unbrauchbare Ausschläge ein.

Die Löthstelle des thermoelektrischen Elementes war, wie hieraus hervorgeht, in Folge ihrer Senkung bis zu 100^{mm} unter den Boden des Messingbehälters, dem Einflusse der Wärmequelle fast ganz entrückt worden und dafür in Abhängigkeit von der Temperatur des Kühlwassers gerathen. Allerdings hätte hiervon das Verhältnifs der Kräfte, welche die Nadel ablenken, je nachdem der innere Raum leer oder mit Luft gefüllt war, unberührt bleiben müssen, insofern in beiden Fällen die Einwirkung des Kühlwassers dem wahren Temperatureindruck der Wärmequelle auf das Kühlwasser proportional geblieben war. Letzteres ist aber offenbar nicht der Fall.

Die geringen Ablenkungen der Nadel, die sich zwischen 2 bis 5 hielten, liefsen deutlich erkennen, dafs die Temperatur der Löthstelle, selbst dann, wenn sie ihr Maximum

erreicht hatte, von derjenigen der umgebenden Luft nur sehr wenig verschieden seyn konnte. Da die Luft selbst einen Theil der einfallenden Strahlen aufnahm, so mufste ihre Temperatur oberhalb der Löthstelle stufenweise zunehmen. Eine Abkühlung der letzteren durch aufsteigende Strömung blieb ganz oder fast ganz aus. Der Wärmeabfluſs, nachdem sich derselbe mit dem Zufluſs ins Gleichgewicht gesetzt hatte, erfolgte daher im lufterfüllten gleich wie im leeren Raum wesentlich nur durch Strahlung. Nun geht aber (als Ergebniſs der vorhergehenden Versuche) der Wärmeverlust durch Strahlung im leeren Raum bedeutend rascher vor sich als in der Luft. Die Löthstelle behauptet folglich im letzteren Falle eine verhältniſsmäſsig höhere Temperatur. Mit anderen Worten: dieselbe Ursache, welche den Wärmezufluſs durch Strahlung verzögert, verzögert umgekehrt auch wieder den Abfluſs. So gewinnt es den Anschein, als sey die Durchstrahlbarkeit der Luft gröſser als es wirklich der Fall ist.

Schon durch die Umgebung der Löthstelle mit einer Papierrolle verminderte sich diese Fehlerquelle. Sie verschwand gröſstentheils, nachdem die Innenwand des Cylinders mit einer doppelten Hülle von Pappe gefüttert worden war.

Die in Folge dieses Schutzes gegen den störenden Einfluſs des Kühlwassers erhaltenen Zahlen sind zusammengestellt in:

Tabelle VII.

T	T'	t	τ	τ'	p^{mm}	$\frac{100\tau}{t}$
			Versuche mit trockner Luft.			
66,0	46,5	41,0	7,0	5	755,0	17,10
65,8	49,0	44,0	7,5	5	753,0	17,04
60,3	44,0	39,4	11,5	5	4,8	30,00
63,0	46,0	40,6	11,8	5	2,5	29,00
			Versuche mit trocknem Wasserstoff.			
70,0	46,5	40,6	12,3	7,0	755,5	30,3
67,0	45,8	39,7	11,7	6,5	755,5	29,5

Das Absorptionsvermögen der trocknen Luft kommt nach dem Ausspruche dieser Versuche der früher, bei geringerem Abstande der Löthstelle von der Wärmequelle beobachteten Wärmeabsorption sehr nahe, ohne dieselbe gleichwohl ganz zu erreichen.

Bezüglich des Wasserstoffs bestätigen die Versuche von Tafel VII die nahe Uebereinstimmung seiner Diathermanität mit derjenigen des leeren Raumes.

Die Versuche, das Wärmeabsorptionsvermögen der Luft auf gröfsere Abstände von der Wärmequelle zu prüfen, habe ich bis jetzt nicht weiter fortgesetzt. Es ist einleuchtend, dafs dazu Glascylinder von gröfserem Durchmesser erfordert werden, um das Kühlwasser von der Löthstelle mehr entfernen zu können. Die mir zu Gebote stehenden Hülfsmittel gestatten jedoch bis jetzt noch nicht derartige Abänderungen.

Ueberdiefs habe ich durch die zuletzt beschriebenen, wenn auch halbwegs mifslungenen Versuche eine Hauptabsicht erreicht, nämlich die Ursachen aufzudecken, warum andere Beobachter, deren Namen schon die Wahrheit ihrer Angaben verbürgen, gleichwohl von den meinigen so weit abweichende Resultate erhielten.

Nach den ersten Beobachtungen von Magnus absorbirt trockne Luft 18 Procent der aus dunkler Quelle einfallenden Wärmestrahlen [1]). Es ist aber schon hervorgehoben worden, dafs bei seinem Verfahren Fehlerquellen, die reichlich solche Unterschiede veranlassen konnten, unberücksichtigt geblieben sind. Insbesondere war sein Thermometer vor Strömungen warmer Luft nicht genügend geschützt.

Magnus scheint selbst auf diese Versuche, insoweit sie sich auf die Diathermanität verschiedener Gase bezogen, kein sehr grofses Zutrauen gesetzt zu haben, denn bei einer zweiten Versuchsreihe, die er mit der ausgesprochenen Absicht, die Durchstrahlbarkeit der Gase zu studiren, ausgeführt hat [2]), wurde sein Apparat in den wesentlichsten

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 511.
2) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 526.

Theilen umgeändert. Bei dieser veränderten Einrichtung, welche man in seiner Abhandlung ausführlich beschrieben findet, wurde das Quecksilberthermometer durch eine thermoelektrische Säule ersetzt. Der cylindrische Glasbehälter, welcher dieselbe umschloſs, hatte 175^{mm} Höhe bei 100^{mm} Weite und war mit Wasser von constanter Temperatur umgeben. Die Wärmequelle stand wenigstens 200^{mm} über der Fläche der Säule, und die Strahlen, um zu ihr gelangen zu können, muſsten einen engen Kanal von nur 24^{mm} Weite durchdringen.

Bei dem in dieser Weise eingerichteten Apparate fand Magnus, daſs die Luft nur 11 Procent der einfallenden Wärme absorbirte.

Hier konnte von einem störenden Einflusse durch Luftströmungen wohl kaum mehr die Rede seyn. Aber andere Bedenken drängten sich auf. Die Thermosäule, deren Stäbe nur 30^{mm} Länge hatten, befand sich ganz in dem für die Aufnahme der Gase bestimmten Glasbehälter. Ihre eine Seite der Wärmequelle zugekehrt, die andere, abgewendete auf dem Teller einer Luftpumpe befestigt, mittelst eines Korks, in welchem das untere cylindrische Gehäuse der Säule theilweise eindrang. Bei dieser Anordnung muſste eine freie Circulation des Gases um die untere Säulenfläche, wenn nicht ganz gehindert, doch sehr erschwert werden.

Es ist anzunehmen, daſs bei einem Versuche, der immer einige Minuten erforderte, die von den eindringenden Strahlen auf der geschwärzten Vorderfläche der Säule abgesetzte Wärme sich sehr bald auf die untere Fläche fortpflanzen und auch deren Temperatur (da das Entweichen der Wärme, wie gesagt, hier sehr erschwert war) über diejenige der Umgebung erhöhen muſste. In Folge dessen konnte sich die Temperaturdifferenz beider Säulenflächen nur unvollständig entwickeln, und die Ausschläge der Nadel blieben unter solchen Verhältnissen gerade am meisten zurück, unter welchen die Wärmestrahlen am Ungehindertsten zugeführt wurden, d. h. wenn sie durch den leeren Raum

oder durch Wasserstoffgas gingen. Genau ein solches Verhalten spiegelt sich aber in den Versuchen ab.

Als eine noch wirksamere Ursache zur Erzeugung von Beobachtungsfehlern betrachte ich die weite Entfernung der Wärmequelle von der Thermosäule im Verhältnisse zum geringen Durchmesser des Glascylinders. Denn unter ähnlichen Verhältnissen habe ich ungefähr dieselben Zahlen erhalten wie Magnus, aber auch zugleich nachgewiesen, warum sie unrichtig sind.

Fast gleichzeitig mit Magnus hat Tyndall[1]) eine grofse Arbeit über Diathermanität der Gase und Dämpfe veröffentlicht. Seine Methode weicht von derjenigen, welche zuerst Magnus gewählt hat, wesentlich in dem Punkte ab, dafs die Wärmestrahlen durch eine polirte Steinsalzplatte gehen mufsten, um in den Raum zu gelangen, worin das zu prüfende Gas sich befand. Dieser Raum bestand aus einem, inwendig polirten Metallrohr von 4 engl. Fufs Länge, horizontal aufgestellt, auf beiden Seiten mittelst Steinsalzplatten luftdicht geschlossen. Ein Leslie'scher Würfel sendete die Strahlen, von der einen Seitenfläche aus dem nicht unbeträchtlichen Abstande von 8 Zoll, durch die Luft hin auf die eine Steinsalzplatte. So gelangten sie in das Rohr, und dieses durchdringend, durch die zweite Steinsalzplatte und eine zweite Luftschicht, auf den conischen Reflector einer Thermosäule.

Es ist einleuchtend, dafs bei dieser Einrichtung alle diejenigen Wärmestrahlen zurückgehalten wurden, für welche die Luft atherman ist. Die in das Rohr eingedrungenen Strahlen, wenn es mit trockner Luft gefüllt war, konnten dann ohne weitere Einbufse ihren Weg fortsetzen. Sie mufsten sich genau so gegen die Hauptbestandtheile der Luft, gegen Sauerstoff und Stickstoff verhalten, und eben so gegen den leeren Raum und gegen Wasserstoff, da diese alle Strahlen durchlassen. Auf diese Weise mufste sich das Resultat ergeben, dafs die genannten

1) Pogg. Ann. Bd. 113, S. 1.

4 Gase, gegen Wärmestrahlen dunkler Quelle sich gleich dem Vacuum verhielten.

Bei einer folgenden Versuchsreihe liefs Tyndall vor dem Versuchsrohr eine Art Vorkammer anbringen, einerseits an der Steinsalzplatte luftdicht anlehnend, andererseits durch die eine Fläche des Würfels abgeschlossen. Diese Kammer wurde während der Versuche luftleer gehalten, so dafs die Wärmestrahlen vor der Ankunft im Rohr jetzt nur noch auf ihrem Wege durch das Steinsalz einen Verlust hätten erfahren können. Gleichwohl waren die Resultate von den früheren nur wenig verschieden. Ein kleiner Bruchtheil der eingedrungenen Strahlen ging allerdings verloren, nicht immer dieselbe geringe Menge, ungefähr 0,33 Procent (wie Tyndall angiebt) der gesammten einfallenden Wärmefluth. Im Grunde war ein derartiges Resultat vorauszusehen. Denn da die Strahlen, um zu der Thermosäule zu gelangen, immer noch eine Luftschicht durchdringen mufsten, so konnten schliefslich doch nur solche Strahlen die Fläche der Säule erreichen, für welche die Luft diatherman ist. Aber auch das Steinsalz konnte einen Theil der einfallenden Wärme zurückgehalten haben. Melloni hatte sich zwar für eine vollkommene Diathermanität des Steinsalzes ausgesprochen; und gestützt auf die Autorität eines gerade in diesen Dingen so erfahrenen Experimentators, war es schon gerechtfertigt, seinen Angaben Vertrauen zu schenken. Allein Melloni wufste nicht, dafs die Luft Wärmestrahlen in beträchtlicher Menge zurückhält. Er hielt auch die Luft für vollkommen diatherman, weil er beobachtet hatte, dafs Strahlen, die einmal in die Luft eingedrungen waren, auf mehrere Meter Entfernung hin nichts verloren. Die Durchstrahlbarkeit der Luft mit der des leeren Raumes hat er nicht verglichen, auch niemals versucht, Wärmestrahlen aus dem leeren Raum auf Steinsalz einfallen zu lassen. So konnte es sehr wohl seyn, dafs letzteres, wenn es selbst alle aus der Luft kommende Strahlen durchliefs, gleichwohl einen

Theil derjenigen absorbirte, die ihm aus einer Wärmequelle unmittelbar durch den leeren Raum zugeflossen wären.

Um über diese Frage auf experimentellem Wege Aufschluſs zu erhalten, bedurfte es nur eines kleinen Zusatzes zu dem von mir eingerichteten Apparate.

Die Löthstelle des thermoelektrischen Paares, welche in 45^{mm} Abstand unter dem Boden des für das heiſse Wasser bestimmten Blechbehälters angebracht war, wurde mit einem Mantel von dünnem Messingblech umgeben; derselbe, beiderseits offen, ruhte auf dem Teller der Luftpumpe; er war hoch genug, um das Niveau der Löthstelle um etwa 20^{mm} zu überragen und hatte oben eine etwas engere 44^{mm} weite kreisrunde Oeffnung, welche durch eine klare Steinsalzplatte geschlossen werden konnte. Diese letztere von 3^{mm} Dicke war von Hrn. Steeg in Homburg v. d. H. geschliffen und sorgfältig polirt worden.

Die folgenden Versuche sind bei verdünnter Luft von 4^{mm},2 Spannung ausgeführt worden.

Tabelle VIII.

Oeffnung	T	T'	t	τ	z	$\frac{100\tau}{t}$
frei	70,0	47,0	40,7	20,3	7	50,0
	67,0	45,0	38,4	20,2	7	52,6
mit Steinsalz bedeckt	89,0	58,0	51,3	17,8	7	34,9
	70,0	47,5	41,5	10,9	7	26,3
	32,0	23,0	17,0	5,1	7	30,0

Diese Versuche bestätigen die vorher ausgesprochene Vermuthung. Sie zeigen, daſs eine klare Steinsalzplatte von nur 3^{mm} Dicke, weniger als 60 Procent der Wärmestrahlen durchgelassen hat, welche von der Bodenfläche des mit heiſsem Wasser gefüllten Blechbehälters ausgegangen waren. Ein sehr beträchtlicher Theil wird also in dem Steinsalze zurückgehalten.

Noch blieb die Frage zu beantworten, in wie weit Luft und Steinsalz in ihrer Wärmefarbe übereinstimmen. Aus-

kunft hierüber erhält man aus der folgenden Versuchsreihe. Der Messingcylinder blieb bei den verschiedenen Versuchen mit der Steinsalzplatte bedeckt. Die Innenwand des Glascylinders war mit einer Papphülle umkleidet.

Tabelle IX.

T	T'	t	τ	τ'	p^{mm}	$\frac{100\tau}{t}$
49,0	36,0	30,3	23,9 (24,5)	14	755	80,9
55,0	39,0	33,9	27,1 (29,0)	14	745	85,5
57,0	39,0	35,0	27,0 (28,9)	14	745	82,6
42,3	25,7	25,7	24,6 (25,5)	14	9,2	97,7
56,0	32,0	32,0	30,0 (33,6)	14	7,8	105,0
56,0	31,3	31,3	28,1 (30,5)	14	7,7	97,4

Bei den drei ersten Versuchen war der innere Raum mit Luft von atmosphärischer Pressung, bei den drei letzten mit stark verdünnter Luft gefüllt. Man sieht, dafs von ungefähr 100 Strahlen, welche durch den verdünnten Raum und Steinsalz gegangen waren, nur etwa 83 die dichtere Luft zu durchdringen vermochten.

Die Wärmefarbe beider Körper ist nicht ganz gleich, aber immerhin übereinstimmend genug, um Erscheinungen wie die von Tyndall beobachteten zu erklären.

Tyndall beurtheilte das Wärmeabsorptionsvermögen der trocknen Luft nach der sehr geringen Aenderung, die sich ergab, wenn er in sein 4 Fufs langes auf beiden Seiten mit Steinsalzplatten geschlossenes Rohr, nachdem er dasselbe zuvor luftleer gemacht hatte, nunmehr trockne Luft eindringen liefs. Nach dem Vorhergesagten kann es jetzt nicht überraschen, dafs andere Gase, von anderer Wärmefarbe, anstatt der trockenen Luft in das Rohr ein-

geführt, z. B. feuchte Luft und ölbildendes Gas, sehr grofse Unterschiede in der Einwirkung auf die Galvanometernadel hervorbringen konnten. Solche Unterschiede geben aber kein Zeugnifs für die gröfsere Absorptionsfähigkeit der betreffenden Gase, wie Tyndall glaubte annehmen zu sollen, sondern zunächst nur für die Verschiedenheit ihrer Wärmefarbe.

Indem Tyndall die nach seiner Beobachtungsweise gefundene sehr geringe Wirkung auf trockene Luft mit der viel gröfseren auf feuchte Luft verglich, kam er zu dem auffallenden Resultate, dafs die Wärmeabsorption der letzteren diejenige der ersteren um das 20 bis 40fache übertreffe.

Diese Annahme wurde von Magnus bestritten, der die Wärmestrahlen bei der Temperatur des siedenden Wassers direct, d. h. ohne Dazwischenkunft einer Steinsalzplatte, abwechselnd in trockene und feuchte Luft hatte eindringen lassen, und allerdings ebenfalls ein Uebergewicht bezüglich der Absorption der feuchten Luft, im Ganzen aber doch nur einen geringen Unterschied fand. So entstand der bekannte wissenschaftliche Streit zwischen beiden Gelehrten, der besonders deshalb grofse Aufmerksamkeit erregte, weil er zwischen zweien gleich zuverlässigen und scharfen Beobachtern geführt wurde, und es sich gleichwohl um so weit von einander abweichende Angaben handelte.

Meine eigenen Beobachtungen über die Diathermanität der feuchten Luft kamen denen von Magnus nahe. Leider verhinderte die Jahreszeit Spannungen über 13° Temperatur hinaus anzuwenden. Ich behalte mir deshalb vor, diese Versuche unter günstigeren Temperaturverhältnissen zu wiederholen.

Zu den Versuchen, welche ich bis jetzt anstellen konnte, wurde der schon beschriebene Apparat mit Glascylinder benutzt. Die Löthstelle befand sich in 45^{mm} Entfernung von dem Boden des Blechbehälters für das heifse Wasser. Die gewonnenen Zahlen sind mit denen für kohlensaures

Gas, und bei wiederholter Prüfung des Wasserstoffs für diesen erhaltenen zusammengestellt.

Tabelle X.

T	T'	t	τ	z'	p^{mm}	$\frac{100\tau}{t}$
			Wasserstoffgas, trocken.			
62,5	51,5	40,5	18,4	7	1,5	45,4
47,0	38,5	32,4	15,0	7	1,5	46,3
39,0	32,5	26,7	12,5	0	759,0	46,8
			Kohlensaures Gas, trocken.			
62,0	53,0	43,2	8.3	5	750,0	19,2
82,0	66,5	58,0	11,0	7	750,0	19,0
			Feuchte Luft.			
81,0	69,0	60,2	23,1 (23,5)	6	8,2 (9°)	39,0
85,0	73,5	57,15	19,4	6	12,9 (12°)	34,0
87,0	73,0	62,0	12,5	7	756,6 (10°,9)	20,1
70,0	55,7	44,2	8,7	6,5	756,6 (10°,7)	19,7
86,0	72,0	59,0	11,5	6	756,6 (13°,7)	19,5

Die Zahlen der letzten Spalte sind durchaus vergleichbar mit den ähnlichen, welche sich aus früheren Versuchen bei 45^{mm} Abstand der Löthstelle ergeben hatten, und zu Folge deren für trockne Luft von atmosphärischer Dichtigkeit $\frac{100\tau}{t} = 20{,}7$; für den luftleeren Raum $\frac{100\tau}{t} = 43{,}4$. Die ausstrahlende Messingfläche war rein und polirt, die Löthstelle mit Kienruſs überkleidet, wie bei den Versuchen von Tafel V.

Die Kohlensäure war aus kohlensaurem Natron mit Schwefelsäure dargestellt, und über Chlorcalcium sorgfältig getrocknet worden.

Um den inneren Raum des Glascylinders mit Wasserdampf zu füllen, wurde ein offnes, reines Wasser enthaltendes Gläschen in diesen Raum gebracht. Daneben hing ein Thermometer, dessen jedesmalige Anzeigen zwischen den Zahlen der vorletzten und letzten Spalte an den geeigneten Stellen unter Parenthese eingeschrieben sind.

Die beiden ersten Versuche über feuchte Luft beziehen sich auf einen sehr stark verdünnten Raum. Es wurde nämlich so lange ausgepumpt, als eine Veränderung der inneren Spannung noch wahrnehmbar blieb. Die angegebenen Manometerstände bezeichnen also den Druck eines Gemenges von Luft und Dampf, wobei jedoch die erste sich mit höchstens 1,5^{mm} betheiligt haben konnte. Nach Beendigung dieser beiden Versuche liefs man in den schon mit Dampf gesättigten Raum Luft unter 75,7^{mm} Barometerstand eindringen. Der Gehalt an Dampf mufste dann aus dem Stande des Thermometers abgeleitet werden.

Von besonderem Interesse erschien mir noch eine Prüfung des ölbildenden Gases nach dem von mir angewendeten Verfahren, theils weil sein specifisches Gewicht dem der Luft so nahe kommt, theils weil es ungeachtet seines bedeutenden Wasserstoffgehaltes nach den Beobachtungen von Magnus sowohl wie denen von Tyndall eine gröfsere Menge Wärmestrahlen zurückhalten soll als die Luft.

Bezüglich des zuletzt genannten Naturforschers ist bereits hervorgehoben worden, dafs sein Vergleichungs-Ausgangspunkt kein zuverlässiger war. Bei Magnus aber konnten möglicherweise ähnliche Umstände eingetreten sein, wie diejenigen, welche ihn die Durchstrahlbarkeit des Wasserstoffs geringer finden liefsen als die der Luft.

Andererseits hatten Dulong und Petit[1]) gelegentlich ihrer grofsen Arbeit über die Gesetze der Abkühlung, die Geschwindigkeiten der Abkühlung eines Thermometers je bei der Berührung mit Luft, Wasserstoff, Kohlensäure und ölbildenden Gas, diese vier Gase unter gleichem Druck genommen, verglichen, und gefunden, dafs der erwärmte Körper, nächst dem Wasserstoffe, im ölbildenden Gase am raschesten sich abkühlte. Erwägt man nun, dafs gleiche Volume Luft und ölbildendes Gas fast gleiches Gewicht besitzen, so liegt die Vermuthung sehr

1) *Annales de chim. et de phys. T. VII, p. 351.*

nahe, dafs das erwähnte Verhalten zu nicht geringem Theile darauf beruhe, dafs die Diathermanität des ölbildenden Gases gröfser ist als diejenige der Luft und des kohlensauren Gases.

Das zu meinen Versuchen verwendete Gas ist aus einem Gemische von Schwefelsäure und Weingeist im chemischen Laboratorium der Universität durch gefällige Bemühung der Assistenten H. W. Will und A. Winther dargestellt worden. Dasselbe enthielt eine Spur Schwefeläther, und konnte während der Einführung in den Versuchsapparat eine geringe Menge Luft aufgenommen haben, obschon die erste Einfüllung in den luftleeren Glascylinder wieder entfernt und durch reines Gas ersetzt worden war. Die Zahlen der folgenden Tafel sind mit denen von No. V und No. X nicht unmittelbar vergleichbar, weil bei den früheren die Löthstelle einen Ueberzug von Kohlenschwarz hatte, die Bodenfläche des Messingbehälters aber metallisch glänzend und polirt erhalten worden war, während diesmal gerade das Umgekehrte statt fand. Auch war der Abstand geringer als 45^{mm}. Die Ausschläge wurden dadurch vergröfsert. Als Hülfsmittel der Vergleichung ist eine wiederholte Prüfung der trocknen Luft und des luftleeren Raums beigefügt worden.

Tabelle XI.

	T	T'	t	τ	p^{mm}	$\frac{100\,\tau}{T}$
Trockne Luft	63,0	60,0	42,2	28,0 (30,4)	5	72,03
	60,0	51,0	43,6	15,2	738,5	34,86
Trocknes ölbildendes Gas	59,0	48,0	42,5	17,8	742,6	41,9
	58,0	47,0	40,5	16,2	656,0	40,0

Die Dauer eines Versuchs betrug jedesmal 6 Minuten.

Nach diesen Versuchen erscheint die Diathermanität des ölerzeugenden Gases um einige Procente gröfser als *diejenige* der Luft. Die Reinheit des Gases kann ich

allerdings nicht verbürgen, glaube jedoch, dafs die möglichen fremdartigen Beimengungen mehr dahin wirken mufsten, die Absorption zu vergröfsern, als dieselbe zu vermindern.

Die Durchstrahlbarkeit eines Raums, aus welchem Wasserstoff bis zu 1,5^{mm} Pressung ausgepumpt worden ist, dürfte derjenigen einer absoluten Leere sehr nahe kommen. Der vergleichbare Mittelwerth aus den für Wasserstoffleere gefundenen Zahlen gab: $\frac{100\tau}{t} = 45{,}4$. Dividirt man mit dieser Zahl die für andere Gase gefundenen Werthe und multiplicirt mit 100, so ergeben sich die folgenden Zahlenverhältnisse.

Name des gasförmigen Stoffs	Spannung in Millim.	Diathermanität	Absorption
Wasserstoff, trocken . . .	1,5	100,0	0
Wasserstoff, trocken . . .	750—760	102,0	0
Luft, trocken	750—760	45,6	54,4
Luft, trocken	520,6	54,5	45,5
Luft, trocken	414,5	60,0	40,0
Luft, trocken	254,5	63,0	37,0
Luft, trocken	108,0	80,4	19,6
Luft, trocken	12,1	87,5	12,5
Luft, trocken	1,5	95,6	4,6
Luft - Leere, feucht bei 12°,0 C.	12,9	74,2	25,8
Luft, mit Dampf gesättigt bei 12°,0 C.	756,6	43,2	56,8
Kohlensäure, trocken .	750,0	42,1	57,9
Oelbildendes Gas	750,0	53,6	47,4

Wasserstoffgas unter gewöhnlichem Druck lieferte stets eine etwas gröfsere Zahl als der leere Raum, so dafs ich nicht annehmen kann, dieses Verhalten beruhe lediglich auf Beobachtungsfehlern. In demselben einen Beweis für Wärmeleitung zu finden, die in der kurzen Zeit von 5 Minuten in diesem Gase bis auf 100 Millimeter Abstand fortschreiten sollte, wage ich gleichwohl nicht, und bin mehr geneigt, den Grund in der aufserordentlich grofsen Beweglichkeit der Wasserstofftheile zu suchen.

Wasserdampf im leeren Raume, wenn auch nur in geringer Menge vorhanden, verschluckt eine beträchtliche Wärmemenge, jedenfalls mehr als Luft bei gleicher Spannkraft. In der Luft unter Atmosphärendruck tritt jedoch dieses Uebergewicht nur wenig hervor. Mit andern Worten, diejenigen Strahlen, welche in trockner Luft nicht verschluckt werden, gehen gröfstentheils auch durch feuchte Luft.

An dem wissenschaftlichen Kampfe über die Gröfse der Absorptionsfähigkeit des Wasserdampfes für Wärmestrahlen geringer Brechbarkeit haben aufser den Urhebern desselben, bald nach seiner Entstehung, auch einige andere Gelehrte mehr oder weniger thätigen Antheil genommen. Insbesondere sind es die betreffenden Studien von H. Wild[1]), welche zu einer ernsteren Aufmerksamkeit auffordern.

Wild hat sich mit den Verfahrungsweisen sowohl von Tyndall wie von Magnus eingehend beschäftigt. Die von ihm mitgetheilten Messungen sind jedoch mit einem Apparate ausgeführt worden, der im Wesentlichen mit dem von Tyndall[2]) ohne Steinsalzplatten übereinstimmt. Seine in einigen Punkten veränderte Einrichtung ist gewifs recht zweckmäfsig, um einem gröfseren Publikum die Thatsache vor Augen zu führen, dafs feuchte Luft kräftiger als trockne Luft die Wärmestrahlen aus dunkler Quelle verschluckt. Der eigentliche Kern der Streitfrage wird jedoch von diesem Resultate nicht berührt, denn ein Uebergewicht der feuchten Luft hatte auch Magnus wiederholt anerkannt. Er bestritt nur, dafs dieses Uebergewicht das 15- bis 40fache betrage. In dieser Beziehung nun geben die Versuche von Wild ebensowenig wie die früheren ähnlichen von Tyndall auch nur den geringsten Aufschlufs. Denn in beiden Fällen waren die Wärmestrahlen, bevor sie in den mit Feuchtigkeit gesättigten Raum und zu der Thermosäule gelangen konnten, eine Strecke Wegs durch die Luft des Zimmers gegangen,

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 57.
2) Pogg. Ann. Bd. 116, S. 1; auch Bd. 118, S. 576.

hatten folglich die darin absorbirbaren Strahlen verloren, ohne daſs der Thermomultiplicator Anzeige davon machen konnte.

Wie schon bemerkt worden, hatte Wild auch das Magnus'sche Verfahren einer experimentellen Prüfung unterworfen. Allein bei der vorgefaſsten Meinung, daſs das Absorptionsvermögen der Luft nur äuſserst gering sein könne, unterlieſs er aus den Winken im entgegengesetzten Sinne, die seine eignen Versuche ihm boten, die richtigen Schlüsse zu ziehen[1]).

Ein Umstand hatte mein Bedenken erregt, gleich als ich zum ersten Male Wild's Abhandlung mit Aufmerksamkeit studirte. Er nimmt an, daſs die Absorption der Dicke der absorbirenden Schicht proportional ist, und folgert hieraus, daſs Magnus zum Theil aus dem Grunde kleinere Werthe als Tyndall gefunden habe, weil bei seinen Versuchen der Abstand der Thermosäule von der Wärmequelle zu kurz war.

Wohl ist man zu der Annahme berechtigt, daſs innerhalb gewisser Gränzen die Absorption mit der Dicke einer Gasschicht, gleichwie mit der Dichtigkeit derselben sich vermehre. Für Luft und Wasserdampf müssen jedoch diese Gränzen sehr enge gesteckt sein.

Wie bekannt, hat Melloni[2]) auf dem Wege des Experiments nachgewiesen, daſs die Luft bis zu 5 - 6 Meter Entfernung hin keine bemerkbare Absorption auf Wärmestrahlen ausübt, welche von einem bis zur Siedhitze erwärmten Körper ausgegangen sind. Diese Erfahrung haben Tyndall und Wild anerkannt und sogar der Einrichtung ihrer Apparate zu Grunde gelegt.

Nun sind aber die betreffenden Versuche Melloni's in einem offnen Raume angestellt worden. Die gebrauchte Luft enthielt, wie in jedem der freien Luft zugänglichen Raume, unzweifelhaft Wasserdämpfe, wenn dies auch nicht ausdrücklich hervorgehoben wurde. Wäre die Absorption

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 75.
2) Thermochrose S. 136.

der feuchten Luft auf so weite Strecken hin zunehmend und zwar so beträchtlich als Wild voraussetzte, so hätten Melloni's Versuche nothwendig ein anderes Resultat liefern müssen. Ich schliefse hieraus, dafs die Absorption sowohl der trocknen wie der feuchten Luft gegen Wärmestrahlen aus dunkler Quelle, sich sehr rasch vermindern und bald ganz unwahrnehmbar werden mufs, bei einer Schicht, deren Dicke gegen die Gröfse der Entfernung, in welcher Melloni den ersten seiner vergleichenden Versuche ausführte, aufser Betracht fällt.

Der experimentelle Theil der vorliegenden Arbeit war bereits vollendet, als meine Aufmerksamkeit auf die verwandte Untersuchung von Hoorweg [1]) gelenkt wurde. In derselben sind die Beobachtungen von Magnus und von Tyndall in sehr ausführlicher und zugleich in sehr unparteiischer Weise verglichen und, hauptsächlich mit Rücksicht auf das Absorptionsvermögen der feuchten Luft, kritisch beleuchtet worden. Eigne Versuche führten Hoorweg schliefslich zu demselben Resultate, welches Magnus gefunden hatte und das auch aus meinen, nach einer durchaus verschiedenen Methode geleiteten Versuchen hervorgeht: dafs nämlich die Wärmeabsorption der feuchten Luft sich von derjenigen der trocknen Luft nur wenig unterscheidet. Hoorweg's Untersuchung erstreckt sich übrigens nur auf solche Wärmestrahlen, von welchen, bevor sie zur Prüfung gelangen konnten, diejenigen Antheile, für welche die Luft atherman ist, abgesiebt waren. Das Mifsverhältnifs der von Tyndall gegebenen Zahlen mufste ihm daher ebenfalls entgehen.

Im Widerspruch mit den vorher berührten Erfahrungen Melloni's findet Hoorweg, dafs in feuchter Luft die Absorption mit der Länge der Schicht zunimmt. Dieses Ergebnifs seiner Versuche gestattet jedoch immerhin noch ein Bedenken. Er suchte den offnen Raum zwischen Wärmequelle und Thermosäule in der Weise mit Feuchtigkeit zu sättigen, dafs er Luft zuführte, die durch einen

1) Pogg. Ann. Bd. 155, S. 385.

mit benetzten Quarzstückchen gefüllten Kasten geblasen worden war. Die Möglichkeit scheint nun keineswegs ausgeschlossen, daſs mit den Dämpfen zugleich flüssiges Wasser in sehr fein zertheilten Tröpfchen in den Zwischenraum getrieben wurde.

Ich unterlasse, aus dem groſsen Absorptionsvermögen der Luft für Wärmestrahlen geringer Brechbarkeit, welche bekanntlich die Sonnenstrahlen in groſser Menge begleiten, die sehr nahe liegenden Folgerungen auf die Wärmeverhältnisse der Erdoberfläche zu ziehen, und schlieſse diese Abhandlung mit einer gedrängten Zusammenstellung der Hauptresultate, zu welchen meine Versuche geleitet haben. Es sind die folgenden.

Die Wärmeleitungsfähigkeit des Wasserstoffs und anderer Gase ist viel zu gering, als daſs es möglich wäre, dieselbe auf dem von Magnus eingeschlagenen Wege mit Sicherheit nachzuweisen. Die Annahme einer derjenigen der Metalle ähnlichen Leitfähigkeit, wenn damit etwas Anderes gesagt werden soll, als daſs Wasserstoff die Eigenschaft besitzt, ähnlich wie die festen und flüssigen Körper, die Wärme von Molekül zu Molekül übertragen zu können, ist daher unberechtigt.

Dagegen besitzt Wasserstoff eine derjenigen des Vacuums sehr nahe kommende Durchstrahlbarkeit.

Die trockne Luft absorbirt 50 bis 60 Procent der Wärmestrahlen, welche aus einer bis zum Siedpunkt des Wassers erhitzten Quelle in sie eindringen.

Das Absorptionsvermögen der feuchten Luft übertrifft dasjenige der trocknen um mehrere Procente, jedoch bei Weitem nicht in dem Grade als es bisher von einigen Physikern angenommen worden ist.

Das Steinsalz ist nicht vollkommen diatherman gegen einfallende sogenannte dunkle Wärmestrahlen. Seine Wärmefarbe gleicht vielmehr derjenigen der trocknen Luft.

Gieſsen, 30. März 1876.

II. *Mittheilungen aus dem mineralogischen Institut der Universität Strafsburg.*

(Forts. von Bd. 157, S. 115 ff.)

12. Ueber symmetrische Verwachsungen circularpolarisirender Krystalle; von P. Groth.

Es ist bekanntlich schon vielfach darauf hingewiesen worden, dafs in der Mehrzahl der sogenannten Zwillingsverwachsungen zwei Krystalle derart verbunden sind, dafs der eine zum anderen in Bezug auf eine Krystallfläche, welche an beiden parallel ist, symmetrisch liegt, oder, wie es treffend ausgedrückt worden ist, „dafs beide eine bestimmte Krystallfläche *gemein haben und umgekehrt liegen*“, wobei die Fläche, mit welcher sie an einander grenzen, eine ganz beliebige seyn kann. Selbstverständlich kann jene gemeinsame Ebene, die *Zwillingsebene*, niemals eine solche seyn, nach welcher der einzelne Krystall symmetrisch ist. Es würde vielleicht eine gröfsere Klarheit in der Auffassung dieser Verhältnisse Platz gegriffen haben, wenn man stets ein solches Zwillingsgesetz auch entsprechend definirt hätte als symmetrische Verwachsung zweier Krystalle nach der Zwillingsebene, statt mit Hülfe der, in diesem Falle gänzlich unnöthigen „Drehungsaxe“.

Der Verf. hat in seiner kürzlich erschienenen „physikalischen Krystallographie“ versucht, in dieser Art die Definition der wichtigeren Zwillingsgesetze consequent durchzuführen und zu zeigen, dafs nur einzelne der bekannten Verwachsungen in anderer Art aufzufassen seyen, nämlich als Analoga der Verwachsungen verschiedenartiger Krystalle (Eisenoxyd und Rutil u. s. f.). Besonders gilt dies von den häufigen Zwillingen des Quarzes, bei welchen das positive Rhomboëder des einen Krystalles parallel dem negativen des anderen ist; diese Verwachsung ist nicht symmetrisch nach dem Prisma erster Ordnung oder nach

der Basis, denn in diesem Falle müfste der eine Theil des Zwillings rechte, der andere linke Trapezoëder zeigen, ersterer die Polarisationsebene des Lichtes rechts, der andere links drehen; während bekanntlich stets zwei rechte oder zwei linke Quarze derart verwachsen sind.

Man hätte dann also scharf zu unterscheiden zwischen zwei ganz verschiedenen Klassen von regelmäfsigen Verwachsungen, denen von der Art der oben erwähnten Quarzzwillinge und den *symmetrischen Zwillingen*, bei denen ein Krystall das Spiegelbild des anderen in Bezug auf eine bestimmte Krystallfläche ist.

Den besten Prüfstein für die Richtigkeit der Erklärung der letzteren Klasse müssen offenbar die circularpolarisirenden Krystalle darbieten, weil das Spiegelbild eines rechtsdrehenden enantiomorphen Krystalls stets ein entgegengesetzt gestalteter und linksdrehender seyn mufs. Da circularpolarisirende, also einer enantiomorphen Hemiëdrie oder Tetartoëdrie angehörende, Krystalle keine Symmetrieebene besitzen, so kann bei ihnen *jede* beliebige Krystallfläche Zwillingsebene werden.

Man kannte bisher von, ihrer Ausbildung nach symmetrischen, Zwillingen derartiger Substanzen solche von Quarz, die bekannten anscheinend skalenoëdrischen Krystalle von Brasilien (s. G. Rose, Abhandl. d. Berl. Akad. 1846, S. 40, Fig. 50), welche nach des Verf's. Untersuchung (d. Ann. Bd. 137, S. 433) in der That aus rechts und links drehenden Theilen zusammengesetzt sind; die Zwillingsebene derselben ist eine Fläche des Prisma 2. Ordnung (s. Groth, physikal. Krystallographie, S. 443). Ferner sind die Verwachsungen von rechts und links drehenden Krystallen des unterschwefelsauren Blei, welche Brezina (Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. 64 Bd., 1. Abth. Okt.) beschreibt, wohl als *symmetrische* Zwillinge nach der Basis aufzufassen. Im Folgenden sollen nun weitere, bisher nicht beobachtete symmetrische Verwachsungen der drei interessantesten circularpolarisirenden Substanzen beschrieben werden, nämlich des chlorsauren Natrium, des Quarzes

und des überjodsauren Natrium, welche eine vollständige Bestätigung der vom Verf. in dem citirten Werke gegebenen Darstellung der Zwillingskrystalle liefern.

1. Chlorsaures Natrium = $NaClO^3$.

Von diesem Salze erhielt ich kürzlich aus der chemischen Fabrik des Hrn. Dr. Schuchardt in Görlitz eine Reihe sehr interessanter Krystalle, welche die Kenntnifs dieses merkwürdigen Körpers wesentlich erweitern [1]). Ich habe in meiner physikalischen Krystallographie S. 238 f. durch eine consequente Durchführung der Naumann'schen Auffassung der scheinbar holoëdrischen Formen als hemiëdrischer Gränzgestalten gezeigt, dafs bei den circularpolarisirenden tetartoëdrischen Krystallen des regulären Systems nicht, wie man bisher geglaubt hatte, die Lage des Tetraëders (rechts oder links) am Pentagondodekaëder den Sinn der Drehung bestimme, sondern dafs vielmehr *beide* Tetraëder an den Krystallen vorkommen *könnten* (s. S. 245, Z. 19 v. o.) und nur die beiden entgegengesetzten *Pentagondodekaëder* einander an einfachen Krystallen ausschlössen, diese daher allein geeignet seyen, den Sinn der Circularpolarisation erkennen zu lassen. Eine unverhoffte Bestätigung dieser Darstellung lieferte ein in jener Sendung enthaltener, optisch einfacher, rechts drehender Krystall, der die Combination des Hexaëders mit *beiden* Tetraëdern zeigte, die Flächen des einen etwas gröfser als diejenigen des andern und fast so grofs, als die des Würfels.

Aus der l. c. gegebenen theoretischen Herleitung aller möglichen Formen der tetartoëdrischen regulären Krystalle folgt ferner, dafs, wie das Octaëder in zwei Tetraëder, die

1) Hr. Dr. Schuchardt war so freundlich, mir den ganzen Vorrath der betreffenden Krystalle zu übersenden, und habe ich, nach Auswahl einer kleinen Zahl für mich, die übrigen, nach der krystallographischen Ausbildung sortirt, an genannten Herrn zurückgeschickt, von welchem demnach Interessenten die hier beschriebenen Arten von Krystallen beziehen können.

Pyramidenoctaëder in je zwei Deltoiddodekaëder zerfallen. Während bisher letztere Formen noch nicht am chlorsauren Natrium beobachtet worden waren, enthielt die mir zu Gebote stehende Sendung eine Anzahl bis zollgroſser Krystalle, gebildet allein von einem, sehr tetraëderähnlichen, Deltoiddodekaëder Fig. 1, Taf. IV, z. Th. in Combination mit dem gleichgestellten Tetraëder; die Messungen desselben konnten allerdings der unebenen Flächenbeschaffenheit halber nur angenäherte sein, lieferten aber mit Bestimmtheit den Beweis, daſs die Form das Zeichen

$$\frac{\frac{3}{2}O}{2} = \pi\, x \quad (322)$$

besitze, dessen Winkel derjenigen Kanten, welche in den dreikantigen Ecken zusammenstoſsen, $= 162^{\circ}\ 40'$ (gefunden 161—163 an verschiedenen Krystallen). Diese Deltoiddodekaëder waren sämmtlich stark gestreift und gekrümmt, sowie trübe durch zahlreiche Flüssigkeitseinschlüsse; meist zeigten sie eine einzige Würfelfläche als diejenige, mit welcher sie auf der Glaswand des Krystallisationsgefäſses aufgelagert waren, und diese Fläche zeigte dann stets ein scharf abgegränztes, diagonal gestelltes, Rechteck, welches bewies, daſs die Krystalle durch Fortwachsen aus Hexaëdern, der gewöhnlichen Form dieses Salzes, sich gebildet hatten (s. unten). Neben den Combinationen von $\frac{\frac{3}{2}O}{2}$ mit $\frac{O}{2}$ kamen auch einzelne Krystalle, nur letztere Form zeigend, vor.

Sowohl die Hälftflächner des Pyramidenoctaëders, als auch deren Combinationen mit dem Tetraëder, als endlich auch einfache Tetraëder selbst, fanden sich nun in einer ganzen Anzahl von Exemplaren zu je zweien mit einander verwachsen zu Zwillingen eines Gesetzes, welches allerdings bei natürlichen Mineralien der tetraëdrisch-hemiëdrischen Abtheilung des regulären Systems (Diamant) schon erkannt worden ist, aber in solcher Schönheit der Ausbildung noch nicht beobachtet wurde. Hier ist es ferner möglich, die Richtigkeit seiner Auffassung als symmetri-

sches Zwillingsgesetz zu prüfen. Es sind nämlich zwei der erwähnten Krystalle senkrecht durcheinander gewachsen, d. h. *symmetrisch in Bezug auf die Würfelfläche.* Fig. 2, Taf. IV stellt den einfachsten Fall dar, in welchem beide Krystalle nur das Tetraëder zeigen, Fig. 3 den häufigsten, nämlich den zweier Deltoiddodekaëder. Obgleich auch diese Krystalle sehr trübe waren, gelang es doch, Schliffe von mehreren darzustellen, welche den Sinn der Drehung der Polarisationsebene mit Sicherheit zu erkennen gestatteten, und es ergab sich dabei, dass im Zwilling *stets ein rechtsdrehender Krystall mit einem linksdrehenden verbunden sey.* Im mittleren Theil, wo beide durcheinander gewachsen sind, herrscht gewöhnlich der eine vor, und der andere durchsetzt ihn in dreieckig begrenzten, durch die entgegengesetzte Drehung im polarisirten Licht leicht erkennbaren, Partien. Ueber die Ausbildung ist noch zu bemerken, dafs bei allen eine Tetraëderfläche des einen Krystalls als Auflagerungsfläche auf dem Boden des Krystallisirgefäfses gedient hat, daher, wenn der andere Krystall gleich grofs ist, auch dieser mit einer in dieselbe Ebene fallenden Fläche, d. h. mit einer solchen des sonst nicht auftretenden Gegentetraëders, aufgelagert erscheint.

Aufser den beschriebenen Krystallen lag mir noch eine grofse Zahl aus einer andern Darstellung herrührender vor, welche gleichsam ein Mittelglied zwischen jenen und denen der gewöhnlichen Ausbildung des Natriumchlorats bildeten. Es waren durchsichtige, einfache, theils rechts, theils links drehende Würfel, deren vier abwechselnde Ecken durch ein Deltoiddodekaëder zugespitzt waren, dessen Flächen aber derart regelmäfsig gerundet erschienen, wie man es kaum beim Diamant beobachtet, und welches daher nicht bestimmt werden konnte; manche Exemplare zeigten auch schmal das Dodekaëder. Oft herrschte das Deltoiddodekaëder über das Hexaëder vor, und es wurde hierdurch also eine Annäherung an den Habitus der oben beschriebenen Krystalle bewirkt. Zu den Flächen dieses Deltoiddodekaëders traten noch oft diejenigen des gleich-

gestellten Tetraëders und einzelne eines Hexakisoktaëders, da zuweilen die Combinationskanten zwischen Dodekaëder und den Zuspitzungsflächen schiefe Winkel mit den Hexaëderkanten bildeten; doch liefsen sich die letzteren Flächen, welche durch vollkommene Rundung in die des Deltoiddodekaëders übergingen, leider in keiner Weise näher bestimmen.

Ueber die Umstände, unter welchen sich die, von den gewöhnlichen Formen dieses Salzes so abweichenden, Gestalten ausgebildet haben, theilte mir Herr O. Gürke, Chemiker in der obengenannten Fabrik, welcher dieselben dargestellt hatte, gütigst Folgendes mit:

„Die Deltoiddodekaëder entstanden durch Fortwachsen kleiner Würfel, die ich während der kalten Tage Ende Januar in eine bei Zimmertemperatur gesättigte Lösung eingelegt hatte, über Nacht. Die Lösung mag sich dabei wohl auf — 8° C. abgekühlt haben. Am Tage nahm ich sie aus der Lösung, stellte mir aus dieser wiederum eine bei 20° gesättigte, durch Kochen mit einem Ueberschufs und Erkalten unter Umrühren, dar, legte die Krystalle Abends wieder ein, und fand am nächsten Morgen die schönen Durchwachsungszwillinge vor. In Bezug auf diese bemerke ich, dafs ich mich in Gemeinschaft mit Hrn. Dr. Bothe, Director der hiesigen Gewerbeschule, gleichfalls davon überzeugt habe, dafs in der That je ein Individuum rechts, das andere links drehend ist, während die Lösung, aus der sie auskrystallisirt waren, sich sehr schwach rechts drehend zeigte [1]). Die Krystalle mit vorherrschendem Würfel und gerundeten Deltoiddodekaëder ist in einer andern, gröfsern, Menge Flüssigkeit erhalten worden, beim Abkühlen der bei circa 20° C. gesättigten Lösung auf ungefähr 0°.“

Man sieht hieraus, dafs die Krystalle, deren Ausbildung zwischen der gewöhnlichen und der bei grofser Kälte erhaltenen mitten inne steht, auch bei einer zwischenliegenden Temperatur entstanden sind, so dafs wohl die Temperatur

1) Nach Marbach soll die Lösung des $NaClO^3$ nicht drehen. Groth.

als die Hauptursache für die Verschiedenheit der Ausbildung anzusehen ist.

2. Quarz.

Herr Frenzel hat im n. Jahrb. f. Mineralogie, 1875, S. 683, ein Vorkommen trapezoëdrischer Quarzkrystalle von der Grube Wolfgang Maafsen bei Schneeberg beschrieben, welche theils, anscheinend einfach, rechte und linke Trapezoëder zeigten, theils als Contactzwillinge erschienen, welche letztere er für solche des gewöhnlichen Gesetzes hielt, das wir oben als ein nicht symmetrisches erwähnten. Herr Frenzel hatte die Freundlichkeit, mir eine schöne Stufe dieses Vorkommens zu schicken, bei deren Studium ich erkannte, dafs wir es hier mit einem neuen Gesetz der Verwachsung zu thun haben.

Ein Theil der Krystalle besteht aus Zwillingen nach dem bereits bekannten, oben erwähnten Gesetz der brasilianischen Amethyste (Zwillingsebene $\infty P 2$), nur mit dem Unterschiede, dafs das auftretende Trapezoëder ein anderes, nämlich

$$\nu = + \frac{{}^{20}_{9} P {}^{10}_{9}}{4} = \varkappa\pi\,(2\ 18\ 20\ 9)$$

ist. Diese bisher am Quarz noch nicht beobachtete Form [1]) gehört zu den *„faces isolées“* Des Cloizeaux's; sie konnte allerdings nicht sehr genau gemessen werden, da ihre Flächen ziemlich uneben und matt sind, aber doch genau genug, um zu erkennen, dafs kein einfacheres Zeichen für dieselbe möglich ist. Es wurde gefunden:

	beobachtet:	berechnet:
$\nu : + R$	$= 161°4'$	$161°36'$
$\nu : \infty R$	$= 159\ \frac{1}{2}\ c.$	$159\ \ 0$

Einen solchen Zwilling stellt Fig. 4, Taf. IV dar, an welchem, wie es sehr häufig vorkommt, das negative Rhomboëder ganz fehlt; wenn es auftritt, erscheint es nur klein.

Die übrigen Krystalle bilden die neue Art der Verwachsung, welche darin besteht, dafs zwei der eben beschriebenen Zwillinge symmetrisch nach einer Fläche des

1) In Fig. 4 und 6 irrthümlich mit υ bezeichnet.

Prisma erster Ordnung mit einander verbunden sind. Die Fig. 5*a* bis 5*g*, Taf. IV stellen Projectionen derselben auf die Basis dar, welche die Art der Verwachsung am leichtesten anschaulich zu machen geeignet seyn dürften; in denselben ist $r = +R$, $r' = -R$ (fein punktirt), endlich das Trapezoëder v, weil es in dieser Projection sehr schmal erscheint und wenig in die Augen fallen würde, schraffirt. In Fig. 5*a* sind nun zwei Krystalle zu einander symmetrisch nach $\infty P 2$, in Fig. 5*c* dieselben durch einander gewachsen, wobei die punktirten Graden die Gränzen der Krystalle I und II andeuten, in Fig. 5*b* zwei ganz gleiche, welche aber in Bezug auf ∞R gegen die beiden ersteren umgekehrt liegen, in Fig. 5*d* die letzteren durch einander gewachsen, gezeichnet. Die beiden Zwillinge 5*c* und 5*d* sind nun, symmetrisch in Bezug auf das Prisma erster Ordnung, derart mit einander verbunden, dafs von jedem nur die nach aufsen gelegene Hälfte ausgebildet und die Zwillingsebene als Verwachsungsfläche erscheint, s. Fig. 5*e*. Die Krystalle, welche stets nur das in den Figuren dargestellte Ende zeigen, würden keinen einspringenden Winkel haben, wenn, wie in Fig. 5*e*, $+R$ und $-R$ von gleicher Ausdehnung wären. Dies ist aber nicht der Fall, sondern stets herrscht r sehr bedeutend über r' vor; ferner dehnen sich meist diejenigen Partieen beider Zwillinge, welche der nach aufsen gekehrten, der Zwillingsebene parallelen Prismenfläche anliegen, auf Kosten der mittleren aus und berühren sich direct in der Verwachsungsebene. So entstehen Formen, wie sie Fig. 5*f* von oben gesehen, Fig. 6 in schiefer Projection darstellen, wobei zwei Flächen des positiven Rhomboëders oben einen einspringenden Winkel bilden, und die *vier* auftretenden Trapezoëderflächen, welche *vier* verschiedenen Krystallen angehören, zu je zweien mit ihren spitzen Ecken einander in der Verwachsungsebene berühren. Fig. 6, Taf. IV zeigt eine der gewöhnlichsten Ausbildungsweisen, in der nämlich die Flächen von v sich mehrmals über einander wiederholen, unterbrochen von Prismen- und positiven Rhomboëderflächen,

wobei meist neben einer p-Fläche des einen Krystalls eine r-Fläche des andern liegt, und daher die Gränze zwischen den beiden Zwillingen auf der vorderen und der entgegengesetzten hinteren Prismenkante eine Zickzacklinie bildet. Selbstverständlich sind die Kanten zwischen p und r desselben Krystalls abwechselnd ein- und ausspringende. Dieses Verhalten deutet auf einen schaaligen Aufbau aus horizontalen Schichten hin, wie er auch durch die optische Untersuchung nachgewiesen worden ist (s. unten). Greift der eine der beiden, nach ∞R verwachsenen Krystalle über die mittlere Ebene hinüber, so muſs, was Fig. 5 g zeigt, eine negative Rhomboëderfläche desselben in eine Ebene mit einer positiven des Nachbars fallen, wie man in der That an solchen Krystallen sehr deutlich durch die verschiedene Oberflächenbeschaffenheit beider erkennen kann; ferner muſs alsdann auch an der betreffenden Ecke die zugehörige Trapezoëderfläche auftreten, so daſs somit nunmehr deren fünf an dem Vierling erscheinen.

Die optische Untersuchung bestätigte nun die aus der Krystallform gezogenen Schlüsse vollständig. Schleift man eine Platte nach der Basis, so beobachtet man, daſs jede der beiden Hälften, I. II und III. IV, aus abwechselnden Lagen rechts und links drehender Partien bestehen, meist mit horizontalen Gränzen, daher auch die häufige Unterbrechung der Trapezoëderflächen (Fig. 6, Taf. IV); es erscheinen im polarisirten Licht, besonders nach dem Rande zu, das schwarze Kreuz des Amethyst, wenn viele abwechselnd rechts und links drehende Schichten über einander liegen, oder die Airy'schen Spiralen. So regelmäſsige Theilung nach verticalen Gränzen, wie ich sie bei den brasilianischen Zwillingen fand, treten hier nicht auf; dagegen ist in dem mittleren Theile der Platte stets die Gränze, welche, der einspringenden Kante $r : \underline{r}$ (Fig. 6) parallel, in verticaler Richtung die beiden Hälften scheidet, sehr scharf sichtbar, indem dort die eine Hälfte nur aus rechts, die andere nur aus links drehender Quarzsubstanz besteht. Es scheint somit, daſs sich zuerst nur ein einfacher Zwilling des

neuen Gesetzes, d. h. ein rechts und ein links drehender Krystall, symmetrisch nach ∞R verbunden, gebildet habe, und dafs beim Fortwachsen dann die äufseren Theile derselben noch Zwillingslamellen des andern Gesetzes aufgenommen haben, um so den vollständigen Vierling zu bilden.

3. Ueberjodsaures Natrium = $Na\,JO^4 + 3$ aq.

Von diesem Salze erhielt ich ebenfalls aus der chemischen Fabrik des Herrn Dr. Schuchardt in Görlitz einige Krystalle, und zwar Zwillinge nach demselben Gesetz, wie die der brasilianischen Quarze, aber ganz anders ausgebildet, indem die zur Zwillingsebene senkrechte Basis die Verwachsungsebene darstellt. Die Krystalle des überjodsauren Natrium sind bekanntlich[1]) trapezoëdrisch tetartoëdrisch, wie der Quarz, und zugleich hemimorph. Die mir zugekommenen Zwillinge, abgebildet in Fig. 7, Taf. IV, zeigen nur $r = +R$, $\frac{r}{2} = -\frac{1}{2}R$ an dem einen, $c = oR$ an dem andern Ende, und gleichen auf den ersten Blick symmetrischen Verwachsungen nach der Basis, deren Zwillingsbildung in der Hemimorphie begründet ist (wie beim Kieselzinkerz). Alsdann müfste aber stets einer r-Fläche des einen Krystalls eine ebensolche des andern gegenüberliegen; dies ist nicht der Fall, sondern, wie aus der Figur ersichtlich, liegt ihr stets eine Fläche des nächsten stumpferen Rhomboëders $\frac{r}{2}$ gegenüber, die r-Flächen des unteren Krystalls sind parallel den r-Flächen des oberen, d. h. die Symmetrieebene des Complexes ist das *Prisma zweiter Ordnung.*

Den Beweis dafür, dafs wir es auch hier mit einem symmetrischen Zwilling zu thun haben, liefert die optische Untersuchung, denn stets ist ein rechtsdrehender Krystall

1) S. Groth, diese Annalen Bd. 137, S. 436. Durch einen Rechenfehler ist in dieser Arbeit das Zeichen des Trapezoëders falsch angegeben, statt $\frac{8}{15}P\frac{8}{7}$ mufs es heifsen $\frac{5}{9}P\frac{5}{4}$.

mit einem linksdrehenden verbunden, und da beide ungefähr gleich groſs und mit horizontaler Gränzfläche verwachsen sind, so zeigen diese Zwillinge, im polarisirten Licht durch die Basis betrachtet, unmittelbar die Airy'schen Spiralen in gröſster Schönheit.

13. Ueber den Glaukophan von Zermatt; von Dr. C. Bodewig.

Unter dem Namen *Glaukophan* beschrieb Hausmann ein Mineral, welches in einem, lagerartig dem Glimmerschiefer der Insel Syra eingeschalteten, Eklogit vorkam. Dasselbe war von indigblauer Farbe und spaltete deutlich nach einem geschobenen Prisma; da aber keine ausgebildeten Krystalle vorlagen, blieb das System unbestimmt (rhombisch? monosymmetrisch?). Die chemische Zusammensetzung wurde durch zwei Analysen von Schnedermann ermittelt, aus welchen Hr. Rammelsberg (Mineralchemie, 1. Aufl. 775) berechnete, daſs die Verbindung im Bisilicat von der Formel

$$(Na^2, Mg, Fe, Ca)^9\ Al^4\ Si^{15}\ O^{45}$$

sey. Hr. Rosenbusch (Mikrosc. Physiographie der Min. S. 342) fand, daſs keiner ihrer optischen Hauptschnitte mit der Längsaxe ihres Spaltungsprisma zusammenfalle und daſs sonach die Krystalle wohl dem monosymmetrischen System angehören dürften. Etwas Näheres über die Beziehungen dieser Substanz zu den bekannten Gruppen von Bisilikaten ist bisher nirgends angegeben worden.

An einem Stück dieses Minerals, welches ich Herrn Rosenbusch verdanke, fand ich den bisher noch nicht ermittelten Winkel des Spaltungsprisma zu 124° 51'; dies, in Uebereinstimmung mit den erwähnten optischen Angaben und der chemischen Zusammensetzung als Bisilikat, lassen es unzweifelhaft erscheinen, daſs der *Glaukophan* von Syra ein Glied der *Amphibolgruppe* sey.

Neuerdings wurde nun von Hrn. Strüver (Atti d. R. Acad. d. Lincei, T. 2, S. II^a, Roma 1875) unter dem Namen *Gastaldit* ein Mineral beschrieben, welches mehrfache Aehn-

lichkeit mit dem Glaukophan besitzt. Dasselbe findet sich im Chloritschiefer im Val d'Aosta, bei Brosso und im Thal von Locano, mit Granat, Gismondin, Apatit, Kupferkies und Eisenkies, in prismatischen Krystallen (110) (010) (001) ohne deutliche Endflächen. Das Prisma hat einen Winkel von 124° 25′, und daraus, dafs die Krystalle auch nach diesem spaltbar sind, schliefst der Verf. auf Isomorphie mit Hornblende. Die Härte des Gastaldit ist $6\frac{1}{2}$, das spec. Gew. 3,03, die Farbe schwärzlich blau bis lavendelblau (in den fasr. Massen), das Pulver graublau. Optische Axenebene ‖ Symmetrieebene, Doppelbrechung negativ, die 1. Mittellinie bildet c 6° mit der Normalen zu $\infty P \infty$; scheinb. Axenwinkel $\alpha E = 68° - 70°$; deutliche geneigte Dispersion; sehr starker Pleochroïsmus, die drei Axenfarben sind: gelb, grün, violett und azurblau. Die Analyse ergab ein Bisilikat von der Formel:

$$(Fe, Na^2, Mg, Ca)^3 Al^2 Si^9 O^{27},$$

also viel mehr Thonerde, reicher, als diejenige des Glaukophans von Syra; hierbei ist zu bemerken, dafs die Summe der Metalle zum *Si* genau in dem Verhältnifs des Bisilikats steht, dagegen die Relation des *Al* zu den übrigen Metallen nur ungefähr die in der Formel angegebene ist.

Im vorigen Jahre wurde nun bei Zermatt im Gneifs, mit Quarz, Kalkspath, Granat, Epidot und einem zweiaxigen Natronglimmer, in ein- und aufgewachsenen Krystallen ein Mineral gefunden, von welchem Hr. Dr. Hintze, der es von dort erhielt, vermuthete, dafs es mit dem Glaukophan von Syra identisch sey. Dies wurde in der That durch die nähere Untersuchung bestätigt, zu welcher der Genannte bereitwillig das nöthige Material zur Verfügung stellte, und deren Resultate die folgenden sind:

Die Krystalle zeigen meist nur die prismatische Zone ∞P, $\infty P \infty$, $\infty \breve{P} \infty$, selten am Ende die an der Hornblende gewöhnlichsten Flächen $o P$ und $+P$, die letzteren dann stets so matt, dafs sie nur mit Hülfe aufgelegter Glasplättchen gemessen werden konnten. Die beobachteten

Winkel, neben welche zum Vergleich diejenigen der Hornblende gesetzt sind, waren die folgenden:

	Glaukophan:	Hornblende:
$o\,P : +P$	$= 145^{\circ}\,48'$	$145^{\circ}\,35'$
$+P : \infty P$	$= 112\;\;43$	$111\;\;13$

ohne aufgelegte Glasplatten:

$\infty P : \infty P$	$= 124\;\;44$	$124\;\;30$

Genauer liefs sich der Prismenwinkel an Spaltungsstücken ermitteln, da die Spaltbarkeit nach dessen Flächen eine recht vollkommene war; hierbei ergab sich derselbe zu $124^{\circ}\,30'$, also genau gleich dem der Hornblende. Damit ist die Isomorphie der Verbindung mit den monosymmetrischen Amphibolen in geometrischer Hinsicht erwiesen.

Was die optischen Eigenschaften betrifft, so ergab die stauroskopische Untersuchung einer parallel der Symmetrieebene geschliffenen Platte, dafs eine Hauptschwingungsrichtung, die 2. Mittellinie, im spitzen Winkel der Krystallaxen a und c liegt und mit der Verticalaxe einschliefst:

$4^{\circ}\,24'$ für Lithiumroth,
$4\;\;16$ - Natriumgelb,
$4\;\;13$ - Thalliumgrün.

Ein Schliff parallel $\infty P \infty$ zeigte, dafs die optischen Axen in der Symmetrieebene liegen, und ihr Winkel wurde gefunden zu:

	in Luft:	in Oel:
Li-Roth	$= 84^{\circ}\,42'$	$51^{\circ}\,3'$
Na-Gelb	$= 85\;\;35$	$51\;\;11$
Th-Grün	$= 86\;\;39$	$51\;\;24$

Der optische Charakter der Substanz ist negativ, wie bei allen Amphibolen. Der Glaukophan besitzt einen ähnlichen, ausgezeichneten Pleochroïsmus, wie der Gastaldit; es sind nämlich die Schwingungen

$\parallel$ d. Axe d. gröfsten Elast.: hellgrüngelb,
$\parallel$ - - - mittleren - violett,
$\parallel$ - - - kleinsten - ultramarinblau.

Die Härte der Substanz ist $6\frac{1}{2}$, das specifische Gewicht, bestimmt mit c. 5 Gramm kleinen, ausgesuchten Spaltungsstückchen (das Material der Analysen) im Pyknometer, = 3,0907 bei 18° C.

In der Löthrohrflamme schmilzt das Mineral zu einem graulichweifsen Glase.

Die Analysen der Substanz wurden nach den, in Bunsen's Laboratorium üblichen, bekannten Methoden ausgeführt; nur die Bestimmung des Eisenoxyduls (neben Eisenoxyd) konnte nicht durch Aufschliefsen mittelst Schwefelsäure vorgenommen werden, da die Substanz durch diese, trotz mehrtägigen Erhitzens auf 280 — 290° im zugeschmolzenen Rohre, nur unvollständig zersetzt wurde. Die in Rede stehende Bestimmung geschah daher nach folgender Methode (vergl. H. Rose, Hdb. d. analyt. Chemie, II, 699): die abgewogene Menge des Minerals wurde in einem kleinen Platintiegel mit dem vierfachen Gewichte gepulverten Boraxglases gemischt, dieser bedeckt in einen gröfseren hineingesetzt und der Zwischenraum mit gepulvertem Magnesit ausgefüllt, jedoch so, dafs die Böden der Tiegel von Magnesit frei blieben. Auch dieser Tiegel wurde bedeckt und in einen ebenso beschickten, noch gröfseren hineingesetzt; der letztere wurde mit zwei durchbohrten Glimmerplatten geschlossen, und nun das Ganze, während des Hindurchleitens eines Kohlensäurestromes, allmälig erwärmt und zuletzt eine halbe Stunde lang vor dem Gebläse geglüht; ohne den Kohlensäurestrom zu unterbrechen, wurde von unten mit kaltem Wasser gekühlt, und nach vollständigem Erkalten der innere Platintiegel nebst Inhalt gewogen. Die Schmelze löste sich dann ohne Schwierigkeit bis auf 1 — 2 Milligr., welche nunmehr leicht in Rechnung zu ziehen sind, von dem Tiegel ab, und wurde in einem Kolben mit verdünnter Schwefelsäure, welche durch vorheriges Kochen, Durchleiten von Kohlensäure und Erkalten im Kohlensäurestrom vollständig von Luft befreit war, gelöst und das Eisenoxydul durch Titriren bestimmt. Die gefundenen

CC. Chamäleonlösung wurden alsdann auf die Gesammtmenge der Schmelze (mit Hinzurechnung der kleinen im Tiegel verbliebenen Menge) berechnet.

Die Resultate der Analysen sind nun die folgenden:

I. 1,0966 Gr. Subst. lieferten:
0,6365 SiO^2, 0,1299 Al^2O^3,
0,0939 Fe^2O^3, 0,0226 CaO,
0,3928 $Mg^2P^2O^7$;

0,6155 Gr. Subst. ergaben:
0,0865 NaCl (mit unwägbaren Spuren *K*);

0,7180 Gr. Subst. erforderten:
2,65 C. C. Chamäleonlösung à 0,01217 Fe.

II. 1,0051 Gr. Subst. lieferten:
0,5806 SiO^2, 0,1228 Al^2O^3,
0,0875 Fe^2O^3, 0,0235 CaO,
0,3688 $Mg^2P^2O^7$;

0,7088 Subst. ergaben 0,0965 NaCl;
0,5937 verbrauchten 2,20 CC. Chamäleonlösung, à 0,01216 Fe.

Daraus resultiren folgende Procentzahlen:

	I.	II.	Mittel.
SiO^2	57,86	57,76	57,81
Al^2O^3	11,85	12,22	12,03
Fe^2O^3	2,08	2,27	2,17
FeO	5,76	5,80	5,78
MgO	12,91	13,22	13,07
CaO	2,06	2,34	2,20
Na^2O	7,45	7,22	7,33
	99,96	100,82	100,45

Berechnet man aus den Zahlen der dritten Columne, wie viel SiO^2 jede der Basen zur Bildung eines Bisilikates $\overset{II}{R}SiO^3$ bedarf, so erhält man:

für Al^2O^3 : 21,11 % SiO^2
- Fe^2O^3 : 2,19 - -
- FeO : 4,82 - -
- MgO : 19,61 - -
- CaO : 2,36 - -
- Na^2O : 7,10 - -

zusammen 57,19 % SiO^2
gefunden wurden 57,81 - - ,

es ist somit erwiesen, dafs keine basischeren, Al reicheren, Silikate, wie bei der gemeinen Hornblende, in der Mischung enthalten sind, sondern *der Glaukophan nur Bisilikate enthält.*

Zur Ermittelung des Verhältnisses, in welchem die Bisilikate der verschiedenen Metalle in der Verbindung stehen, sind im Folgenden die Molekularquotienten aufgeführt, neben denselben die Zahlen, welche approximativ das Verhältnifs derselben ausdrücken, und endlich die aus den letzteren Zahlen berechnete procentische Zusammensetzung, welche mit der gefundenen innerhalb der Fehlergränze übereinstimmt.

	Molek.-Quot.	Verh.	Ber. Zusammens.
SiO^2	: 0,96355	—	57,44 %
Al^2O^3	: 0,11726	9	12,28
Fe^2O^3	: 0,01358	1	2,13
FeO	: 0,08026	6	5,74
MgO	: 0,32663	24	12,76
CaO	: 0,03925	3	2,23
Na^2O	: 0,11986	9	7,42

Dafs Al^2O^3 und Fe^2O^3 einerseits, die vier Monoxyde andererseits, nicht in einfachem Verhältnifs untereinander stehen, sondern in variabelen Verhältnissen in isomorpher Mischung sich befinden, war nach Analogie aller ähnlichen Verbindungen von vorn herein zu erwarten; es entsteht nun die Frage, ob, wie man bisher bei den alkalihaltigen Amphibolen und Pyroxenen, Spodumen, Akmit und Arvfedsonit, angenommen hat, die Monoxyde zu

den Sesquioxyden in einem bestimmten einfachen Verhältnifs stehen, oder nicht. Aus obigen Zahlen ergiebt sich Letzteres zu 5 : 21, wofür *nicht* 1 : 4 gesetzt werden kann, da die hieraus resultirende Zusammensetzung weit über die Fehlergrenze von der gefundenen abweicht. Daraus folgt, dafs *der Glaukophan eine isomorphe Mischung folgender einfacher Silikate ist*:

$$\left\{\begin{array}{l} Na^2\,Si\,O^3 \\ Ca\;\;Si\,O^3 \\ Mg\;Si\,O^3 \\ Fe\;\;Si\,O^3 \\ Al^2\,Si^3\,O^9 \\ Fe^2\,Si^3\,O^9 \end{array}\right\}$$

Das Verhältnifs, in welchem diese Componenten, die sich in variabeln Verhältnissen mischen können, zu einander im Glaukophan von Syra stehen, ist so nahe demjenigen unseres Minerals, dafs die gleiche Benennung desselben gerechtfertigt erscheint; der Gastaldit Strüver's dagegen, vollkommen isomorph mit jenem, ist ein Glied derselben Mischungsreihe, in welchem die Verbindung $Al^2\,Si^3\,O^9$ in weit gröfserer Menge vorhanden ist.

Hiernach erscheint es höchst wahrscheinlich, dafs auch die so nahe stehenden Mineralien: Aigirin, Arfvedsonit, Akmit u. s. w. Glieder derselben Mischungsreihe seyen, da die Resultate der bisherigen Analysen derselben erheblich von einem einfachen Verhältnifs der Monoxyde zu den Sesquioxyden abweichen. Der Verf. behält sich vor, diese Ansicht durch erneute sorgfältige Untersuchung der genannten Substanzen zu prüfen.

14. Ueber die optischen und thermischen Eigenschaften des Datolith; von Dr. C. Bodewig.

Es ist bekannt, dafs die fast horizontale Richtung der so häufig vorherrschenden Querflächen oP an diesem Mineral es veranlafst hat, dasselbe lange Zeit fälschlicherweise als rhombisch zu betrachten. Während die Messun-

gen Schröder's und Dauber's (d. Annalen, CIII, 116) die Krystallform als monosymmetrisch erwiesen hatten, zeigte Sénarmont (Ann. d. mines, (5. s.) VIII, 497), dafs auch die optischen Eigenschaften damit übereinstimmen, indem eine genau der Basis parallele Platte in einem Axenbild hellere Farben, also *dispersion inclinée* erkennen liefs. Obgleich hiernach an dem Krystallsystem kein Zweifel mehr existiren kann, und das Mineral auch dementsprechend in Des Cloizeaux's Manuel de Min. und in der Monographie von Edw. Dana (Tschermak's min. Mitth. 1874) behandelt worden ist, so stellt merkwürdigerweise noch die neueste Aufl. von Naumann's Elem. d. Min. die Frage, ob der Datolith rhombisch oder monosymmetrisch krystallisire, so dar, als wenn sie noch nicht entschieden wäre. Es scheint defshalb nicht ganz überflüssig, noch einige für das monosymmetrische System beweisende physikalische Eigenschaften dieses Körpers mitzutheilen.

Hr. Des Cloizeaux (Man. de Min. I, 170) giebt über die Lage der optischen Elasticitätsaxen nur an, dafs die erste Mittellinie fast normal zur Basis sey. Da bisher keine Angabe über deren wahre Lage und die Dispersion derselben für verschiedene Farben vorlag, so führte ich an einer, aus einem Krystall von Bergen-Hill, parallel der Symmetrieebene geschliffenen Platte eine Stauroskopmessung aus und fand, dafs die erste Mittellinie im spitzen Winkel der Axen a und c (nach Dauber 89° 51') liege und mit letzterer folgende Winkel bilde:

für Roth (Li): 3° 51'
- Gelb (Na): 4 2
- Grün (Tl): 4 9

Ferner untersuchte ich die Aenderung, welche der Winkel der Basis zur Verticalaxe durch Erwärmung des Krystalls erfährt. Wäre der Datolith rhombisch, die Basis also Symmetrieebene, so müfste jener Winkel, selbst wenn er durch Unvollkommenheit der Ausbildung sich von 90° abweichend ergäbe, bei allen Temperaturen constant bleiben.

Es wurde ein Krystall von Andreasberg in dem von Hrn. Groth (Physik. Krystallographie, S. 465) angegebenen Erhitzungsapparat untersucht und gefunden:

$oP : \infty P \infty$ [1]) =	89°	31′	7″	bei	20° C.
	89	28	13	-	126 -
	89	27	36	-	130 -
	89	26	28	-	222 -

Jede Zahl ist das Mittel einer Anzahl Ablesungen, welche vorgenommen wurde, nachdem die Temperatur 1 Std. constant erhalten war. Nach dem Erkalten auf 21° C. ergab sich obiger Winkel zu 89° 29′ 41″, also hatte eine permanente Aenderung von 1′ 26″, eine Gesammtvariation von 4′ 39″, stattgefunden.

15. Ueber Dimorphie bei organischen Verbindungen; von Dr. C. Bodewig.

Hr. Groth hat zuerst in der Arbeit, in welcher er die *Morphotropie* in die Wissenschaft einführte, bei Besprechung des Hydrochinon und des Orthonitrophenol's darauf hingewiesen (diese Ann. 141. Bd., 34 u. 35), dafs von den, durch die Stellung der Atome oder Atomgruppen unterschiedenen, Isomeren eines noch der Dimorphie unterliegen und in zwei Formen existiren könne, welche demnach chemisch ident seyen. Im folgenden Jahre hat Hr. Zincke (Ber. d. d. chem. Ges. 1871, S. 576) das höchst merkwürdige Verhalten des Benzophenon's kennen gelehrt, welches, bei vollkommener chemischen Identität, in einer labileren Modification vom Schmelzpunkt 26°, und in einer stabileren, welche bei 48° schmilzt, existirt. Aehnliche Erscheinungen fand derselbe später (a. a. O. 1874, S. 1714) bei dem Biacetat des Isohydrobenzoïn's, Hr. von Richter (ebenda 1875, S. 1427) beim Mononitrotetrabrombenzol, endlich Hr. Tollens (a. a. O. S. 1452) bei der β-Bibrom-

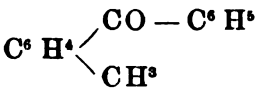
1) Die Fläche $\infty P \infty$ gab mehrere Reflexe, von denen der schärfste benutzt wurde, daher die gefundene Zahl erheblich von der Angabe Dauber's abweicht.

propionsäure. Von keinem dieser Körper sind indeſs die Krystallformen der beiden Modificationen bisher gemessen worden.

Es ist klar, welches Interesse derartige Bestimmungen für die chemische Krystallographie besitzen würden, da wir unter den unorganischen Verbindungen zahlreiche Fälle von zweierlei Krystallformen bei gleicher empirischer Zusammensetzung kennen, in denen es unentschieden bleiben muſs (namentlich gilt dies für Silikate), ob be denselben *Isomerie* oder *Dimorphie* vorliegt. Bei organischen Verbindungen ist es dagegen meist mit voller Sicherheit zu bestimmen, ob zwei Körper *isomer*, d. h. durch die Lagerung der Atome im Molekül verschieden, oder ob sie *dimorph* sind, d. h. aus chemisch identischen Molekülen in verschiedener Lagerung bestehen und daher abweichende physikalische Eigenschaften und Krystallform zeigen.

Im Folgenden sollen nun die Krystallformen und das physikalische Verhalten zweier Substanzen beschrieben werden, welche bei völliger chemischen Identität ein neues und ausgezeichnetes Beispiel der Dimorphie bilden:

Das *Paratolylphenylketon*,



wurde zuerst von Kollaritz und Merz (Ber. d. d. chem. Ges. VI, 536) durch Einwirkung von Benzoësäure auf Toluol in Gegenwart von Phosphorsäureanhydrid dargestellt, wobei neben demselben auch das Orthoderivat, ein auch in der Kälte flüssig bleibendes Oel, entstand, aus dem jenes auskrystallisirte. Hr. Zincke (a. a. O. VI, 908) stellte dieselben beider Körper dar durch partielle Oxydation von Benzyltolnol; das feste (Paras) Keton krystallisirte jedoch hierbei aus dem flüssigen Gemenge erst aus, als dieses mit einem von Kollaritz und Merz erhaltenen Krystalle berührt wurde; die aus Alkohol und Aether umkrystallisirte Substanz sandte mir Hr. Zincke zur krystallographischen Untersuchung. Derselbe benutzte ferner auch das Ver-

fahren von Kollaritz und Merz zur Gewinnung des Keton's, und leitete auch hierbei die Krystallisation des festen aus dem flüssigen Gemenge durch einen Krystall, welchen er von jenen Chemikern erhalten hatte, ein. Es mufste also auf beide Art ein und derselbe Körper entstehen, wie die Umwandlung beider Präparate in *dieselbe* Benzoylbenzoësäure, und aufserdem auch die krystallographische Untersuchung bewies; die aus beiden Darstellungsarten herrührenden Krystalle zeigten identische, *monosymmetrische,* Formen.

Kurz nach der ersten Mittheilung der HHrn. Kollaritz und Merz stellten die HH. Behr und van Dorp (a. a. O. VI, 754) nach derselben Methode wie Jene, die gleichen Körper dar, erhielten ohne Weiteres neben dem flüssigen auch das feste Keton und wiesen später (ebenda, VII, 18) auch nach, dafs durch Oxydation aus dem letztern *dieselbe* Benzoylbenzoësäure entstehe, wie aus dem von Hrn. Zincke dargestellten Körper. Danach müssen das feste Keton, welches Zincke, und dasjenige, welches Behr und van Dorp darstellten, *chemisch identisch* und zwar α- oder *Para-Tolylphenylketon* (Stellung 1. 4) seyn.

Ich konnte nun auch die Krystalle, welche die HHrn. Behr und van Dorp erhalten hatten, untersuchen, da der Letztere Hrn. Prof. Groth solche zur krystallographischen Bestimmung eingesandt hatte. Es ergab sich das bemerkenswerthe Resultat, dafs die Form derselben eine ganz andere (hexagonal-rhomboëdrische) sey, als diejenige der Krystalle, welche Hr. Zincke sowohl auf demselben Wege, wie B. u. v. D., als auch auf dem andern, durch Oxydation von Benzyltoluol, gewonnen hatte. Es war somit die *Dimorphie* dieses Körpers nachgewiesen[1]), und es entstand nun die Frage, ob auch hier, wie bei den Eingangs angeführten andern Substanzen, eine *Differenz der*

1) Die Ursache, aus welcher der eine Chemiker die erste, der andere stets die zweite Modification erhielt, liegt höchst wahrscheinlich in der Verschiedenheit der Temperatur, bei welcher die Darstellung vorgenommen wurde.

Schmelzpunkte vorläge. Zu dem Zwecke bestimmte Hr. Zincke von *Neuem*[1]) sehr sorgfältig die Temperatur, bei welcher beiderlei Krystalle in den flüssigen Zustand übergingen, und fand in der That, dafs die hexagonalen Krystalle van Dorp's bei 55°, die seinigen, die monosymmetrischen, bei 59—60° schmolzen. Hierbei machte derselbe noch die interessante (mir ebenfalls brieflich mitgetheilte) Beobachtung, dafs die Substanz der ersteren Krystalle, geschmolzen und mit einem Krystall der zweiten Modification berührt, sofort erstarre und nun den Schmelzpunkt von 59—60° besitze, dafs dagegen das bei letzterer Temperatur schmelzende Keton, in flüssigem Zustande mit einem Krystall der bei 55° schmelzenden Modification zusammengebracht, keine Umwandlung erfahre, sondern seinen Schmelzpunkt 59 – 60° constant beibehalte.

Um zu constatiren, ob in der That bei der oben erwähnten Umwandlung die hexagonal krystallisirende Substanz in die monosymmetrisch krystallisirte übergegangen sey, bat ich Hrn. van Dorp, mir noch einmal den ganzen Vorrath seines Tolylphenylketon's zu schicken, schmolz diesen, berührte ihn mit einem der Zincke'schen Krystalle und krystallisirte die erstarrte Masse aus Aether um; in der That erhielt ich monosymmetrische Krystalle, genau von der Form derjenigen, welche die Krystallisation eingeleitet hatten.

Nach obiger Beobachtung des Hrn. Zincke ist somit die hexagonale Modification die labilere, während die monosymmetrische der stabileren Gleichgewichtslage der Moleküle entspricht.

Was nun die Krystallform und die physikalischen Eigenschaften der beiden Modificationen des in Rede stehenden Körpers betrifft, so sind dieselben auch an und für sich von Interesse, indem die hexagonalen Krystalle ein ausgezeichnetes Beispiel der Hemimorphie, verbunden mit Pyroëlektricität, die monosymmetrischen ein solches sehr star-

1) Die bisherigen Angaben des Schmelzpunktes stimmten für beide Modificationen nahe überein.

ker Dispersion der optischen Axen, welche für verschiedene Farben in verschiedenen Ebenen liegen, darbieten.

1. Hexagonale Modification des Paratolylphenylketon's.

Die Krystalle sind *rhomboëdrisch*-hemiëdrisch und zugleich *hemimorph*; ihr Axenverhältniſs:

$$a : c = 1 : 1{,}2254.$$

Der Habitus derselben ist, wie Fig. 8 Taf. VI zeigt, prismatisch und zwar erscheint das Prisma 1. Ordnung als Combination zweier *trigonaler*, von denen das, oben mit $-\frac{1}{2}R$ horizontale Kanten bildende, p, gröſser, das andere, p', kleiner erscheint. Am *oberen* Pol treten auf: $R = +R = (0111)$, $r = -\frac{1}{2}R = (1012)$, von denen zuweilen auch das letztere vorherrscht; am *untern*: R, wie oben, und $R' = -R = (1011)$.

Kantenwinkel:	beob.	berechn.
$R : R$ Polk.	$= 89^{\circ}\ 59'$	
$R : r$	$= 135\ \ 0$	134 59
$R : R'$	131 44	131 48
$R : p$	114 2	114 6
$R : p'$	144 35	144 45
$r : p$	125 4	125 17
$r : r$ Polk.	119 59	119 58

Character der Doppelbrechung *negativ*. Zur Bestimmung der Brechungsexponenten wurde ein Prisma von 45° 31 brechender Kante, welche der Hauptaxe parallel war, benutzt, und folgende Ablenkungen des ordinären und extraordinären Strahls beobachtet:

	o	e
Li-Roth :	37° 7'	28° 31'
Na-Gelb :	37 43	28 53
Tl-Grün :	38 15	29 11

daraus folgen die Brechungsquotienten:

	ω	ε
Roth :	1,7067	1,5564
Gelb :	1,7170	1,5629
Grün :	1,7250	1,5685

Die *Pyroëlektricität* der Krystalle konnte des niedrigen Schmelzpunktes wegen nur für mäfsige Temperaturänderungen untersucht werden, war aber so stark, dafs der Sinn derselben trotzdem mit Sicherheit festgestellt werden konnte, indem man einen Krystall auf den bekannten kleinen Haüy'chen Turmalinapparat legte und die Anziehung oder Abstofsung des einen Endes durch eine geriebene Siegellackstange prüfte. Es wurden nach einander sechs Krystalle auf $+35^{0}$ C. erwärmt und alsdann in ein Zimmer, dessen Temperatur 0^{0} war, gebracht; bei allen übereinstimmend wurde der obere Pol negativ, der untere positiv elektrisch. Zur Controle wurde ein Krystall auf 0^{0} abgekühlt und in einem stark geheizten Zimmer untersucht; hier wurde der obere Pol positiv, der untere negativ. Daraus folgt, dafs derjenige Pol, an welchem R und $-\frac{1}{2}R$ auftreten, in der Fig. 8 oben, der *analoge*, der entgegengesetzte, $+R$, $-R$ zeigende, der *antiloge* ist.

2. Monosymmetrische Modification des Paratolylphenylketons.

Axenverhältnifs (Klinodiagonale : Orthodiagonale : Verticalaxe):

$$a : b : c = 1{,}0117 : 1 : 0{,}4118$$
$$\beta = 84^{0}\,53'.$$

Beobachtete Formen: $b = \infty\breve{P}\infty = (010)$

$$p = \infty P \quad = (110),\ \pi = \infty\breve{P}2 = (210),$$
$$a = \infty\breve{P}\infty = (100),\ c = oP = (001),$$
$$m = 2\breve{P}\infty = (021),\ l = \breve{P}\infty = (011),$$
$$o = +P \quad = (\bar{1}11).$$

Den Habitus der durch Oxydation von Benzyltoluol dargestellten, aus Alkohol erhaltenen Krystalle zeigt Fig. 9, Taf. IV, doch kommen auch Formen, wie Fig. 10, vor, nur mit schmalem b; dagegen erscheinen die aus Benzoësäure und Toluol entstandenen, aus Alkohol und Ligroïn umkrystallisirten in der Form der Fig. 10, tafelartig nach b.

Kantenwinkel:		beobachtet:	berechnet:
$p:p$	vorn	*89° 34′	—
$p:\pi$	-	161 37	161° 32′
$\pi:\pi$	-	126 24	126 30
$p:m$	-	120 0	119 56
$p:m$	hinten	113 46	113 41
$p:l$	vorn	*109 7	—
$p:l$	hinten	*102 12	—
$\pi:c$	vorn	104 5	104 9
$p:c$	vorn	93 35	93 36
$\pi:c$	-	94 34	94 33
$a:c$		95 6	95 7
$b:l$		112 12	112 18
$b:m$		129 28	129 29
$m:l$		162 54	162 58
$l:c$		157 45	157 42
$l:o$		158 57	158 44
$o:c$		148 57	149 6
$o:p$		117 23	117 18
$o:o$		136 56	137 6

Eine deutliche *Spaltbarkeit* ist nicht vorhanden.

Optische Eigenschaften: Eine Stauroskopmessung ergab, dafs von den in der Symmetrieebene liegenden Hauptschwingungsrichtungen die eine, im spitzen Winkel der Axen a und c, mit der Verticalen folgende Winkel einschliefst:

für	Li-Roth	36° 45′
	Na-Gelb	— 57
	Tl-Grün	37 19.

Dieselbe Richtung ist Axe der gröfsten Elasticität, da der Character der Doppelbrechung negativ, und zugleich erste Mittellinie für alle Farben; die optische Axenebene ist jedoch für Roth, Gelb und Grün die Symmetrieebene, für Blau und Violett zu derselben senkrecht. Die Dispersion der optischen Axen für die äufsersten Farben der Spectrums beträgt über 100°, wie folgende Messungen des *spitzen Axenwinkels* in Luft beweisen:

2 E für Li-Roth 49° 11′ ($\| \infty P \infty$)
- Na-Gelb 35 15 (- -)
- Tl-Grün 6 55 (- -)
- Blau 49 32 ($\perp \infty P \infty$)

Die Lichtqnelle für Blau bildete weifses Licht, welches durch eine Lösung von schwefelsaurem Kupfer-Ammon gegangen war. Der stumpfe Axenwinkel konnte weder in Luft, noch in Oel gemessen werden.

16. Ueber die Krystallform und die optischen Eigenschaften der isomeren Dinitrobenzole; von Dr. C. Bodewig.

Bekanntlich können nach der Kekulé'schen Benzoltheorie von einem Biderivat dieses Kohlenwasserstoffs drei *Isomere* existiren. Da solche Körper aus denselben näheren Bestandtheilen zusammengesetzt sind und sich nur durch deren relative Lagerung im Molekül unterscheiden, so ist es hier besonders von Interesse, die Beziehungen ihrer Krystallformen zu einander zu studiren, resp. nachzuweisen, dafs dieselben *verschiedenen*, nicht auf einander zurückzuführenden Krystallreihen angehören. Bisher war es noch bei keiner derartigen Reihe gelungen, sie vollständig krystallographisch zu bestimmen. Durch die Gefälligkeit des Herrn Zincke, welcher mir Krystalle von allen drei isomeren *Dinitrobenzolen* sandte, bin ich in den Stand gesetzt, im Folgenden deren Krystallformen angeben zu können:

1. Paradinitrobenzol.

(Stellung 1.4, Schmelzp. 172° Zincke).
Krystallsystem *monosymmetrisch.*
$a : b : c = 2{,}0383 : 1 : 1{,}0432$
$\beta = 87° 42'.$

Die Krystalle, s. Fig. 11, Taf. IV, sind lange, dünne Prismen, an deren Ende eine Querfläche vorherrscht; beobachtet wurden an denselben folgende Formen:

$p = \infty P \quad = (110)$, $a = \infty \breve{P} \infty = (100)$,
$q = -\breve{P}\infty = (101)$, $q' = +\breve{P}\infty = (\bar{1}01)$,
$l = \quad \breve{P}\infty = (011)$.

Kantenwinkel:		beobachtet:	berechnet:
$p : p$ vorn	=	52° 18′	52° 23′
$a : p$		*116 9	
$a : q$		*118 55	
$a : q'$		115 18	115 17
$q : q$		*125 48	
$q : p$ vorn		102 17	102 18
$q : l$ -		128 22	128 14
$l : l$ oben			87 38
$l : p$ vorn		131 15	131 18
$l : p$ hinten		129 16	129 28

Eine Stauroskopmessung ergab, dafs die beiden in $\infty \breve{P} \infty$ liegenden Schwingungsrichtungen für Gelb (Natrium) mit der Verticalaxe einen Winkel von $51\frac{1}{2}$, resp. $38\frac{1}{2}°$ bildeten, s. Fig. 12, Taf. IV (Symmetrieschnitt der Krystalle); durch a und q sieht man je eine optische Axe deren ungefähre Lage die punktirten Graden in genannter Figur bezeichnen. Demnach ist die Symmetrieebene eine optische Axenebene; weitere Bestimmungen sind an den dünnen Krystallen nicht auszuführen.

2. Orthodinitrobenzol.

(Stellung 1.2, Schmelzp. 117° Zincke).

Krystallsystem *monosymmetrisch.*

$a : b : c = 0{,}6112 : 1 : 0{,}5735$

$\beta = 67° 53'$.

Die Krystalle sind tafelförmig nach der Symmetrieebene und zeigen folgende Formen (s. Fig. 13, Taf. IV):

$b = \infty \breve{P} \infty \quad = (010)$, $p = \infty P = (110)$,
$c = oP \quad = (001)$, $l = \breve{P}\infty = (011)$,
$m = +\frac{1}{2}\breve{P}\infty = (\bar{1}02)$, $o = +P = (\bar{1}11)$,

Kantenwinkel:	beobachtet:	berechnet:
$p:p$ vorn	= *120° 58′	
$b:l$	*117 51	
$l:p$ vorn	*121 19	
$l:m$	141 24	141 26
$l:o$	133 3	132 49
$o:b$	116 4	116 7
$o:p$	128 19	128 28
$o:c$	122 38	122 25
$o:m$	144 16	144 7
$m:c$	152 12	152 10
$c:p$	109 4	109 7
$c:l$	152 9	152 9

Eine Hauptschwingungsrichtung in der Symmetrieebene bildet für Gelb mit der Verticalaxe im spitzen Axenwinkel 65° 48′; weitere Bestimmungen nicht möglich.

3. Metadinitrobenzol.

(Stellung 1.3, Schmelzpunkt 89,9 Körner).
Krystallsystem *rhombisch*.

Meist äufserst dünne, vertical verlängerte Tafeln nach $\infty \breve{P} \infty$ ohne Endflächen; durch sehr langsames Verdunsten einer ätherischen Lösung erhielt ich mefsbare Krystalle von der in Fig. 14, Taf. IV dargestellten Form, an denen jedoch die vier Prismen, obgleich an allen vorhanden, meist in unvollständiger Flächenzahl auftreten. Die beobachteten einfachen Formen sind folgende:

$$p^0 = \infty \breve{P} 14 = (1\,14\,0),\quad p^1 = \infty \breve{P} 4 = (140),$$
$$p'' = \infty \breve{P}\ 2 = (1\,20),\quad p''' = \infty P\ = (110),$$
$$b\ = \infty \breve{P} \infty\ = (010),\quad a = \infty \bar{P} \infty = (100),$$
$$m = \breve{P} \infty\ = (011),\quad q = \bar{P} \infty\ = (101).$$

Kantenwinkel:		beobachtet:	berechnet:
$p^0 : p^0$ vorn	=	15° 32′	15° 20′
$p' : p'$ -		50 28	50 30
$p'' : p''$ -		86 40	86 38
$p''' : p'''$ -		124 13	124 8
$b : m$		*105 56	
$q : a$		*118 18	
$q : m$		147 48	147 51
$q : p'$		101 44	101 40
$q : p''$		108 55	108 59
$q : p'''$		114 53	114 46

Optische Axenebene $\infty \bar{P} \infty$; die natürlichen Platten nach dem Brachypinakoid zeigen im monochromatischen Lichte die dem stumpfen Axenwinkel entsprechenden Lemniscaten, welcher jedoch nicht gemessen werden konnte; ebenso wenig gestattete das Material einen Schliff nach der Basis. Charakter der Doppelbrechung negativ.

Da nach den Untersuchungen Hrn. Groth's über die Beziehungen zwischen Krystallform und chemischer Constitution bei den Benzolderivaten der Eintritt der Nitrogruppe für Wasserstoff nur eine mäfsige Aenderung der Krystallform hervorbringt, aber stets eine andere, wenn die Substitution an einer andern Stelle im Molekül stattfindet, so ist zu erwarten, dafs die drei isomeren Dinitrobenzole noch einigermaafsen ähnliche Krystallformen besitzen würden, wenn dieselben auch nicht auf einander zurückgeführt werden können und namentlich die physikalischen Eigenschaften verschiedene seyen.

Diese Erwartungen sind durch die krystallographischen Untersuchungen, welche wir soeben mitgetheilt haben, bestätigt worden. Vergleicht man die Prismenzonen des Ortho- und Metadinitrobenzols, so erscheinen die ähnlichen Winkel $\infty P : \infty P = 120° 58'$, resp. $124° 13'$; das Metaderivat besitzt noch das Prisma $\infty \breve{P} 4$, dessen Winkel

vorn 50° 28', das Prisma des Parakörpers hat vorn 52° 18'. Stellt man die drei Arten von Krystallen dieser Aehnlichkeit entsprechend, so zeigt sich eine solche auch in den Winkeln der Endflächen; beim Paradinitrobenzol ist der Winkel der beiden domatischen Endflächen 125° 48', beim Orthoderivat würden, wenn sie vorhanden wären, die entsprechenden beiden Hemidomen bilden 119° 27', beim Metadinitrobenzol endlich ist der analoge Winkel $q:q$ = 123° 24'.

Ein directer Vergleich der drei Krystallreihen mit derjenigen des Mononitrobenzols, von welchem jene Körper sich ableiten durch Eintritt von NO^2 an drei verschiedenen Stellen im Molekül, war leider nicht möglich, da dieser, bei gewöhnlicher Temperatur flüssige Körper bei grofser Kälte zwar krystallisirt, aber nach Versuchen, welche ich damit anstellte, nur in etwa rechtwinkeligen Prismen ohne Endflächen zu erhalten ist, Prismen, welche nach ihrem optischen Verhalten entweder dem monosymmetrischen oder dem asymmetrischen System angehören.

Eine sehr nahe Beziehung findet zwischen dem Metadinitrobenzol und dem *Monochlornitrobenzol* vom Schmelzp. 44°,4 statt; an derselben Stelle nämlich, an welcher der erstere Körper die Nitrogruppe enthält, steht in dem zweiten ein Chloratom. Von dieser Substanz habe ich durch Hrn. Laubenheimer Krystalle erhalten, deren Bestimmung mir zeigte, dafs in der That auch krystallographisch eine nahe Beziehung zu dem Metadinitrobenzol stattfindet, indem nämlich beide dasselbe Krystallsystem (rhombisch) und dasselbe Verhältnifs der Axen *a* und *b* besitzen, während sie sich in Bezug auf die Länge der Verticalaxe unterscheiden. Ich füge daher die Resultate der krystallographischen und optischen Untersuchung dieses Chlorderivats noch hier bei:

Monochlornitrobenzol

(Stellung 1.3, Schmelzp. 44°,4 Laubenheimer).

Krystallsystem *rhombisch*.

$a : b : c = 0{,}5608 : 1 : 0{,}4975$.

Die Krystalle, tafelförmig nach dem Brachypinakoid, s. Fig. 15, Taf. IV zeigten folgende Formen:

$p = \infty P = (110)$, $b = \infty \breve{P} \infty = (010)$,
$m = \breve{P} \infty = (011)$, $q = \bar{P} \infty = (101)$.

Kantenwinkel:	beobachtet:	berechnet:
$b : p$	= *119° 17′	
$p : p$ vorn	121 28	121 26
$b : m$	*116 27	
$q : q$ oben	97 2	96 51
$q : p$	125 14	125 22

Spaltbarkeit $\infty \breve{P} \infty$ vollkommen, $\infty \bar{P} \infty$ unvollkommen.

Ebene der optischen Axen $\infty \bar{P} \infty$, Axe c 1. Mittell., Doppelbr. negativ. Scheinbarer Winkel der optischen Axen in Luft:

Li-Roth :	$2E = 90°\ 55'$
Na-Gelb :	91 23
Tl-Grün :	91 46

Der stumpfe Axenwinkel konnte weder in Luft, noch in Oel gemessen werden.

17. Ueber das Safrol; von Dr. A. Arzruni.

Herrn Prof. Flückiger, der die Güte hatte, mir das Material zur vorliegenden Untersuchung anzuvertrauen, verdanke ich eine Notiz, die sowohl die Geschichte, wie auch die Darstellung und chemische Natur dieser interessanten Verbindung erläutert. — Möge hier die Mittheilung des Hrn. Prof. Flückiger wörtlich wiedergegeben werden:

„*Sassafras officinalis* Nees, zu der Familie der Lauraceen gehörig, ist ein bis 15 Meter hoher Baum, welcher von Canada bis Florida einheimisch ist. Den oberirdischen Theilen desselben kommt kein besonderer Geruch zu,

sondern nur dem Holze und namentlich der Rinde der sehr starken knorrigen Wurzel. Der Baum tritt so zahlreich auf, dafs man in Amerika wohl von „Sassafraswildernesses“ spricht, bei dem Abtreiben der Waldungen die Wurzel in sehr grofser Menge sammelt und sie an Ort und Stelle in höchst einfachen Blasen der Destillation unterwirft, wobei durchschnittlich 2 pCt. ätherischen Oeles gewonnen werden[1]). Dasselbe besitzt einen angenehmen, wenigstens in Nordamerika zum Aromatisiren von Getränken, Seifen, des Tabaks u. s. w. sehr beliebten Geruch. Da es auch gelegentlich zur Verfälschung theurerer Oele dient, so sind die bedeutenden Mengen des Oeles begreiflich, welche gelegentlich in Baltimore, dem Stapelplatze desselben, lagern und bisweilen auf 20,000 Pfund ansteigen.

Die früheste Kunde des Sassafrasholzes ist einer französischen Expedition nach Florida, ungefähr im Jahre 1562, zu verdanken; 1610 wurde die Colonialverwaltung von Virginia durch die englische Regierung angewiesen, Sassafraswurzeln nach England zu senden[2]). In deutschen Apotheken wurde dieselbe schon 1582 gehalten, z. B. in Frankfurt, wie es scheint[3]). Vielleicht ist auch das ätherische Sassafrasöl zuerst in Deutschland dargestellt worden, wenigstens schilderte Angelus Sala, ungefähr um dieselbe Zeit oder früher, umständlich die Destillation desselben und nennt es[4]) ganz richtig „*ex flavo ad fuscum vergens ... aliquantum ponderosius, sub aqua, fundo vasis adhaerens*“. In der That beträgt das specifische Gewicht des Oeles 1,087 bis 1,094. — Das Sassafrasöl wurde damals in deutschen Apotheken ausgestellt und war z. B. 1683 in

1) *Procter in Proceedings of the American Pharmaceutical Association* 1866, 211.

2) *Flückiger and Hanbury. Pharmacographia, London* 1874, 483.

3) Flückiger, Documente zur Geschichte der Pharmacie. Archiv der Pharm. 207 (1875), 491.

4) *Opera medico-chymica. Francofurti* 1682 *p.* 13; die Ausgabe von 1647 ist mir nicht zugänglich.

der Hofapotheke zu Dresden vorräthig[1]). Die früheste Erwähnung krystallisirten Sassafrasöles geht bis 1738 zurück; John Maud theilte damals der Royal Society mit, dafs er das Oel in der Kälte zu drei Viertheilen erstarrt gesehen habe; die Krystalle seyen bis 4 Zoll lang und schwerer als Wasser[2]).

Dieselben wurden 1844 von St. Evre unter dem Namen *Sassafras-Campher* untersucht[3]). Er fand ihre Zusammensetzung $= C_{10} H_{10} O_2$, das specifische Gewicht = 1,245 bei 6° und 1,11 in flüssigem Zustande bei 12°,5. Die Krystalle schmelzen zwischen 5° und 17° zu einer farblosen, bei 232° siedenden Flüssigkeit, welche nach St. Evre bei + 7°,5 wieder erstarrt. Nach demselben soll der Campher an der Luft sehr rasch veränderlich seyn.

Dieser krystallisirte Antheil des Sassafrasöles wird nicht erwähnt von Grimaux und Ruotte[4]), welche jedoch durch Destillation des rohen Oeles bei 230° bis 236° einen Bestandtheil abschieden, welcher für sich bei 231° bis 233° kochte, der Formel $C_{10} H_{10} O_2$ entspricht, bei 0° ein specifisches Gewicht von 1,114 zeigt und bei — 20° nicht in feste Form übergeht. Diese Flüssigkeit nennen Grimaux und Ruotte *Safrol*; es ist begleitet von dem *Safren* $C_{10} H_{16}$, welches bei 156° siedet und ein specifisches Gewicht von 0,834 besitzt. In Betreff des Geruches und Geschmackes stimmen Safren und Safrol überein; das erstere dreht die Polarisationsebene nach rechts, das Safrol hingegen ist optisch unwirksam. Durch Kalilauge entzogen die genannten Chemiker dem rohen Oele eine geringe Menge eines mehr nach Nelken als nach Sassafras riechenden, phenolartigen Körpers, welcher, durch Salzsäure abgeschieden, von weingeistigem Eisenchlorid gefärbt wird.

Es springt in die Augen, dafs das Safrol mit dem

1) Flückiger, Documente l. c. 208 (1876), 118.

2) *Transactions of the Royal Society of London, vol.* VIII, *from* 1735 *to* 1743. *London* 1809, *p.* 243.

3) *Annales de Chimie et de Physique* XII (1844), 107.

4) *Comptes rendus,* 67 (1869) 928.

Sassafras-Campher von St. Evre übereinstimmt, aber Grimaux und Ruotte heben ausdrücklich hervor, dafs ihr Safrol selbst bei — 20° flüssig bleibe.

In der Absicht, mir ein Urtheil darüber zu bilden, ob das letztere wirklich identisch oder vielleicht isomer mit dem Sassafras-Stearopten sey, habe ich rectificirtes Sassafrasöl der Winterkälte ausgesetzt und bei 0° alsbald fast die ganze Masse erstarrt erhalten. Von den farblosen Krystallen konnte ein wenig gelbliches Oel abgegossen werden, welches auf Zusatz von etwas weingeistigem Eisenchlorid schön blaugrüne Farbe annahm, also wohl in der That ein Phenol enthalten mochte. Die Farbe des rohen Oeles wechselt zwischen schwachgelb und roth[1]); letztere Sorte mag wohl reicher an diesem nur in sehr geringer Quantität vorhandenen Phenol seyn.

Um die etwas zu rasch angeschossenen Krystalle des Safrols in gut ausgebildeten Formen zu erhalten, setzte ich sie auf das Wasserbad, wo sie einer Temperatur von vielleicht 70°, jedoch nur während kurzer Zeit, ausgesetzt waren. Nun aber fand ich mich in meiner Erwartung getäuscht, denn nach wochenlangem Stehen bei Temperaturen unter 0°, welche zeitweilig — 12° erreichten, krystallisirte das Safrol nicht wieder. Hierdurch ist ja wohl der Widerspruch zwischen dem Stearopten von St. Evre und dem flüssig bleibenden Safrol von Grimaux und Ruotte gelöst. Nachdem ich es aufgegeben hatte, das Safrol wieder in den krystallisirten Zustand zurückführen zu können, erstarrte bei wenigen Graden unter 0° unerwartet die ganze Masse. Es gelang jetzt leicht, dieselbe zu schmelzen und wieder zur Krystallisation zu bringen, indem ich sie in einer + 20° nicht übersteigenden Temperatur aufthauen liefs und Sorge trug, in der Flüssigkeit noch einige Krystalle übrig zu lassen. So wurden nun die schönsten Säulen von 1 Decimeter Länge und 3 Centimeter Durchmesser erhalten. Bei 0° sind dieselben ziemlich hart, indem sie von Gyps nur leicht, durch Steinsalz

1) *Procter, l. c.* 220.

dagegen stark geritzt werden. Vermittelst der von Grimaux und Ruotte angegebenen Reactionen konnte ich mich von der Identität des festen Safrols mit dem von ihnen untersuchten flüssigen überzeugen, namentlich habe ich mich auch überzeugt, dafs ersteres weder für sich in geschmolzenem Zustande, noch mit der Hälfte seines Gewichtes Weingeist verdünnt, irgend einen Einfluſs auf die Polarisationsebene ausübt.

Ansehnliche Krystalle schmelzen bei + 8°,5, bei 10° können sich groſse Krystalle noch tagelang innerhalb des verflüssigten Antheiles erhalten, bei 10°,5 tritt Schmelzung auch der gröfsten Prismen ein. Bei allen diesen Versuchen habe ich, in auffallendem Widerspruche mit St. Evre, nicht die geringste Veränderung an dem festen oder flüssigen Safrol bemerkt; es blieb nach wie vor vollständig farblos und veränderte sich auch nicht, als ich es, mit etwas Chloroform verdünnt, in der Kälte mit trockenem Chlorwasserstoffgas behandelte. Auch von Natrium wird es nicht angegriffen.

Das Vermögen, selbst weit unter dem Schmelzpunkte längere Zeit in flüssigem Zustande zu beharren, welches dem Safrol in hohem Grade zukommt, erklärt also hinlänglich, dafs Grimaux und Ruotte dasselbe nur als Flüssigkeit beobachtet haben; die Identität desselben mit dem Stearopten oder Campher früherer Beobachter unterliegt keinem Zweifel".

Die schönen, wasserhellen, stark lichtbrechenden Krystalle des Safrols erreichten, wie aus der Mittheilung des Hrn. Prof. Flückiger ersichtlich, sehr beträchtliche Dimensionen. Zu den Messungen wurden aber nicht die gröfsten verwendet, sondern etwa $\frac{1}{2}$ bis 1 Zoll lange und $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ Zoll dicke Krystalle, die am freien Ende gut ausgebildet, sehr glatte und glänzende Flächen besafsen.

Sowohl die optische Untersuchung, wie auch die mit möglichster Sorgfalt in der Winterkälte bei offenen Fenstern (um das langsame Abschmelzen der Flächen zu verhindern) angestellten Messungen ergaben übereinstimmend,

daſs die Krystalle des Safrols dem *monosymmetrischen* Systeme angehören. Es wurden 5 Krystalle gemessen und an diesen beobachtet:

$b = \infty \breve{P} \infty$, welches an den meisten Krystallen vorherrschend entwickelt ist; — die Prismenzone, die nach der Verticalaxe langgestreckt ist, zeigt: $m = \infty P$, $n = \infty \breve{P} 2$, $\mu = \infty \breve{P} 3$, von denen m vorwaltet. Die Zone der Klinodiagonale besteht aus $c = oP$, welches gröſser als die übrigen Flächen ist, $q = \breve{P} \infty$, $q_{,} = \frac{3}{2} \breve{P} \infty$, $q_{,,} = \frac{1}{2} \breve{P} \infty$; q ist ziemlich groſs; $q_{,}$ und $q_{,,}$ sind bloſs an einem Krystalle, als schmale Abstumpfungen der Kanten b/q, resp. c/q auftretend beobachtet worden (Fig. 16, Taf. IV). Endlich tritt noch $p = + \frac{1}{2} P$ hinzu, welches bloſs als kleine Fläche an den domatisch entwickelten Krystallen erscheint, groſs dagegen und ein scheinbares Rhomboëder mit c bildend an Krystallen, bei denen die Domenzone fehlt (Fig. 17, Taf. IV).

Winkel-Tabelle (Normalenwinkel).

	Gemessen.	Berechnet.
$m : m$	32° 46½′	32° 43′
$^{*}m : b$	73 38½	—
$n : b$	59 35½	59 35
$n : m$	14 12	14 3½
$n : n$	—	60 50
$\mu : b$	48 22	48 38
$\mu : n$ 11 1½		10 57
$\mu : \mu$ —		82 44
$^{*}m : c$	68 56½	—
$p : c$	53 7	53 28½
$p : m$	57 56½	57 35
$p : b$	75 57	75 58
$p : p$	27 56½	28 4
$^{*}q : c$	28 12	28 13
$q : b$	61 47	—
$q : q$	56 24	56 26
$q : m$	63 26	64 7
$q : p$	50 9	50 32
$q_{,} : b$	51 27	51 11
$q_{,} : q$	10 5	10 36
$q_{,,} : c$	14 39	15 0½
$q_{,,} : q$	13 6	13 12½

Aus den mit * bezeichneten Grundwerthen ergiebt sich das Axenverhältnifs:

$$a : b : c = 0{,}31658 : 1 : 0{,}57832$$

und die Neigung der Axen a zu $c = \beta = 111^{\circ}\,59\frac{1}{2}'$.

Die Leichtschmelzbarkeit der Krystalle liefs keine Bestimmungen der optischen Constanten zu; es konnte blofs aus Platten, die vermittelst eines etwas angewärmten Messers ungefähr senkrecht zur Axe c geschnitten wurden, geschlossen werden, dafs die Ebene der optischen Axen senkrecht zur Symmetrieebene gelegen ist und dafs die erste Mittellinie *fast parallel* der Verticalaxe ist. Ferner wurde starke horizontale Dispersion der Mittellinien für verschiedene Farben beobachtet.

18. Ueber den sogenannten „octaëdrischen" Borax; von Dr. A. Arzruni.

Payen giebt an[1]), dafs der Borax, welcher aus einer warmen Lösung herauskrystallisirt, die Zusammensetzung $Na_2B_4O_7 + 5H_2O$ besitzt und dafs seine Krystallform eine reguläre ist.

Diese ältere Angabe, auf die sich die in den Lehrbüchern der Chemie allgemein üblich gewordene Bezeichnung „octaëdrischer" Borax stützt, scheint keiner weiteren Prüfung unterworfen worden zu seyn, denn auch Rammelsberg führt in seiner „krystallographischen Chemie"[2]) an, dafs diese Verbindung „reguläre Octaëder" bilde.

Vor einiger Zeit stellte Herr Drewin, Assistent am chemischen Laboratorium der hiesigen Universität, diese Verbindung auf die Weise dar, dafs er eine concentrirte Auflösung des gewöhnlichen Borax: $Na_2B_4O_7 + 10H_2O$ bei einer constanten Temperatur von 70° C. langsam verdunsten liefs. — Herr Drewin hatte die Freundlichkeit den ganzen frisch dargestellten Vorrath mir zur Verfügung zu stellen.

1) Berzelius, Jahresbericht 1829, 171.
2) a. a. O. 1855, 171.

Im Polarisationsinstrumente, bei gekreuzten Nikols erwiesen sich die Krystalle sofort als *nicht einfachbrechend* und war durch *ein* Flächenpaar die Interferenzfigur einaxiger Krystalle zu erkennen.

Da die ganze Darstellungsweise keine gute Ausbildung der Krystalle zuliefs, dieselben vielmehr stark gerundete Flächen zeigten, ist es erklärlich, dafs die für die Winkelwerthe ermittelten Zahlen Schwankungen von 2—3° unterworfen sind. Zu bemerken ist jedoch, dafs selbst die Grenzwerthe nie den Octaëderwinkel erreichten; es ist demnach auf alle Fälle anzunehmen, dafs die Krystalle dieser Substanz blofs ihrem äufseren Ansehen nach für Octaëder erklärt und niemals einer Messung unterworfen worden sind, denn die roheste Messung würde sofort gezeigt haben, dafs sie hexagonal rhomboëdrisch krystallisiren und die Combination eines Rhomboëders mit der Basis zeigen.

Es liegt hier ein neuer Beweis vor, wie sehr krystallographische Bestimmungen, bei denen die optischen Eigenschaften aufser Acht gelassen worden sind, einer Revision bedürfen.

An den Krystallen der, nunmehr als „rhomboëdrischer" Borax zu bezeichnenden, Substanz tritt aufser R und oR noch $-\frac{1}{2}R$ als gerade Abstumpfung der Polkanten von R auf, die also bei der alten Auffassung wohl für den Würfel gehalten werden würde.

		Normalenwinkel.	
		Gemessen:	Berechnet:
$*R:R$	(Polkante)	103° 38′	—
$R:-\frac{1}{2}R$		51 21½	51° 49′
$-\frac{1}{2}R:-\frac{1}{2}R$		79 57	78 58
$R:oR$		62 53	65 11
$-\frac{1}{2}R:oR$		48 8	47 14
$-\frac{1}{2}R:R$	(Basalkante)	67 20	67 35.

Aus diesen Werthen folgt das Axenverhältnifs:

$$a:c=1:1{,}87.$$

Da die Krystalle des *rhomboëdrischen* Borax sich leicht trüben, indem sie sich in die monosymmetrische Verbindung mit $10H_2O$ umwandeln, sind keine Bestimmungen der Brechungsexponenten vorgenommen worden. — Die Doppelbrechung ist positiv.

III. *Ueber die Gesetze des Durchganges der Elektricität durch Gase;* *von G. Wiedemann.*

(Schluſs von S. 71)

Schlieſslich wurden einige Versuche über den Einfluſs der Unterbrechung der Stromesbahn durch eine kleine Luftstrecke auf die Entladungen angestellt, um dadurch einigen Aufschluſs über die Natur des dunklen Raumes an der negativen Elektrode zu gewinnen. Es diente hierzu ein mit verdünnter Luft von 0,5 bis 1 Mm. Druck gefülltes, 30 Mm. weites und 30 Ctm. langes, cylindrisches Entladungsrohr, an dessen beiden Enden zwei Platindrähte von der Seite her, mit ihrer Axe senkrecht gegen die Axe des Rohres, eingeschmolzen waren.

Bei directer und isolirter Verbindung beider Elektroden mit den Zuleitern der Elektrisirmaschine waren beide Elektroden mit hellem blauem Glimmlicht bedeckt; von der positiven an ging eine sich etwas contrahirende Entladung (*a*) (Fig. 4, Taf. II) aus, die in einiger Entfernung von der Elektrode eine dunkle Stelle (*b*) zeigte und dann durch das ganze Rohr sich schwach verjüngend (*c*) bis in die Nähe der negativen Elektrode hindurchging, von der sie durch den dunklen Raum (*d*) getrennt war.

Bei Ableitung der positiven Elektrode wird die dunklere Stelle (*b*) schmaler, indem die Entladung (*a*) etwas weiter sich ausdehnt; bei Ableitung der negativen Elek-

trode wird der dunkle Raum (*d*) breiter und der Theil (*c*) der Entladung zieht sich spindelartig zu demselben zusammen.

Es wurde sodann in den Zuleitungsdraht zu der einen oder anderen Elektrode in der Luft eine kleine Unterbrechungsstelle von etwa $\frac{1}{2}$ Mm. Länge eingeschaltet.

Befand sich die Unterbrechungsstelle an der *negativen* Elektrode, so trat der dunkle Raum (*d*) an der negativen Elektrode viel schärfer und breiter hervor; ebenso zeigte sich dicht an der positiven Elektrode eine schmale dunkle Stelle (*b*), von der aus die röthlich leuchtende Entladung (*c*) erst sich etwas verjüngend, dann sich wieder ausbreitend bis (*d*) das Rohr durchzog.

Wurde die positive Elektrode abgeleitet Fig. 5, Taf. II, so verschwand (*b*) fast ganz, sonst blieb die Erscheinung ziemlich ungeändert. Wurde die Unterbrechungsstelle vergröfsert, so wurde der dunkle Raum (*d*) breiter; bei sehr grofser Ausdehnung derselben zog sich ein heller Streifen von der untersten Spitze der Elektrode zur übrigen leuchtenden Entladung. Wurde der Zufluſs zur negativen Elektrode durch eine Wasserschicht verzögert, so nahm die Ausdehnung des dunklen Raumes (*d*) mehr und mehr ab.

Bei Ableitung der negativen Elektricität der Elektrisirmaschine vor der Unterbrechungsstelle wurde die dunkle Stelle (*b*) an der positiven Elektrode schmaler; die folgende Entladung (*c*) spitzte sich gegen die Mitte des Rohres, wo etwa früher die Contraction stattfand, unter Zunahme ihrer Helligkeit zu; ging aber schon vor ihrer Spitze in eine dunklere, das Rohr erfüllende und durch den sehr scharf und breit gezeichneten dunklen Raum *d* von der negativen Elektrode getrennte Lichtsäule über.

Befand sich die Unterbrechungsstelle an der *positiven* Elektrode, so erschien die positive Elektrode mit hellerem Glimmlicht bedeckt, als die negative; von ersterer ging sofort eine graue Lichtsäule aus, welche das ganze Rohr erfüllte, vor der negativen Elektrode sich etwas verjüngte und daselbst an einer gegen letztere sich conoïdisch zu-

spitzenden Stelle heller wurde; dann aber bis zur negativen Elektrode erstreckte, *ohne* von derselben durch *einen dunklen Raum* getrennt zu seyn.

Bei Ableitung der negativen Elektrode (Fig. 6, Taf. II) änderte sich die Erscheinung wenig, nur war die helle Stelle etwas gegen dieselbe vorgeschoben und die Entladung breiter. Bei Ableitung der positiven Elektricität der Maschine erschien noch eine etwas dunklere Stelle an der positiven Elektrode. Auch hier war der dunkle Raum an der negativen Elektrode kaum zu erkennen. Bei einer sehr kleinen Unterbrechungsstelle und etwas stärkerem Drucke ging hierbei die Entladung nur zwischen den Enden der Elektroden in einem Bogen über und änderte sich kaum durch Einschaltung einer Wassersäule.

Die Ladung der Wände des Rohres mit freier Elektricität ergiebt sich aus folgender Uebersicht:

Elektrode	Ohne Unterbrechung	Unterbrechung an der + Elektrode	Unterbrechung an der — Elektrode
isolirt	ganzes Rohr —	ganzes Rohr — abnehmend von der — Elekt.	ganzes Rohr + abnehmend von der + Elekt.
+ abgel.	abnehmend —	abnehmend stark —	an d. — Elekt. schwach —, sonst fast unelekt.
— abgel.	abnehmend +	an d. + Elekt. schwach +, sonst fast unelekt.	abnehmend stark +

In Betreff des Durchganges der Elektricität durch die Gase ist eine doppelte Ansicht aufgestellt worden. Einmal wurde angenommen, und diese Ansicht wurde in der ersten Abhandlung über diesen Gegenstand als die wahrscheinlichere hingestellt, dafs die an den Elektroden befindlichen Gasmassen bei eintretender Entladung die Elektricitäten mit sich fortführen und sich die Entladung unter directer fortschreitender Bewegung der Gastheilchen von der einen Elektrode zur anderen fortpflanzt.

Entgegen dieser Ansicht behaupten verschiedene Physiker, und unter ihnen namentlich auch A. de la Rive [1]),

1) *A. de la Rive, Archives de Genève. Nouv. Sér. T. XLIV, p.* 305. 1872*.

„dafs zwar in Gasen von einer gewissen Dichtigkeit die Entladung diruptiv sey, also das Gas, wie jeder isolirende feste oder flüssige Körper, die wesentlich passive Rolle eines Hindernisses der Wiedervereinigung der beiden Elektricitäten spielt, welches die Entladung so zu sagen mechanisch überwindet. Dagegen soll ein Gas von einer bestimmten Verdünnung die Elektricität ohne mechanischen Widerstand ausfliefsen lassen und nur einen *Leitungswiderstand* darbieten, der die Fortpflanzung der Elektricität durch eine so schnelle Aufeinanderfolge von Molecularbewegungen stattfinden läfst, dafs sie fast continuirlich erscheint. Dann hat man einen wirklichen galvanischen Strom, auf den der Magnet wie auf einen festen Leiter wirkt, und der die elektrolytische Zersetzung des Gases bewirkt, wenn es zusammengesetzt ist, wie in einem flüssigen Elektrolyt. In diesem Fall soll der Widerstand der Länge der Gasschicht proportional seyn. *Es ist also nicht mehr eine Entladung, sondern ein wahrer elektrischer Strom*".

Als ein Beweis für diese Ansicht wird besonders angeführt, dafs bei Anwendung von Inductionsströmen neben der diruptiven Entladung, dem „*trait de feu*", welcher in sehr verdünnten Gasen verschwindet, die „Aureole" nebenhergeht, und beide nach den Versuchen von Perrot[1]) von einander getrennt werden können.

Wenn aber ein sehr verdünntes Gas wie ein metallischer Leiter oder ein Elektrolyt leitete, müfste schon bei der geringsten Spannungsdifferenz an den Elektroden ein der letzteren proportionaler Strom durch das Gas hindurchgehen, und es könnten sich daselbst nicht die Elektricitäten, wie die Erfahrung ergiebt, vor Eintritt der Entladung jedesmal in einer gröfseren, endlichen Dichtigkeit anhäufen.

Um letztere Erscheinung mit der Annahme einer metallischen oder elektrolytischen Leitung der Gase vereinen zu können, müfste man die Hypothese machen, dafs noch an den Elektroden selbst ein gewisser *Uebergangswiderstand*

1) Perrot, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 104.

vorhanden wäre, der, ähnlich wie ein *Nichtleiter*, den Austritt der Elektricität aus den Elektroden zu dem leitenden Gase verhinderte und dessen Durchbrechung eine endliche Spannung erforderte.

Der Uebergangswiderstand selbst könnte nur in der auf der Oberfläche der Elektroden condensirten, sehr dichten Gasschicht, die etwa noch durch den äufseren Druck belastet ist, seinen Ursprung haben. Die Versuche über die galvanische Polarisation durch Gase bei abnehmendem Druck [1]) zeigen aber, dafs die Dichtigkeit einer auf Metallen condensirten Gasschicht sehr wenig von dem Druck beeinflufst wird, während im Gegentheil die Experimente über die elektrische Entladung ergeben, dafs die zur Einleitung einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge, also auch der supponirte Uebergangswiderstand mit wachsendem Drucke steigt. Auch sollte bei Erhitzung der Elektroden bis etwa zur Temperatur des schmelzenden Glases sich diese Gasschicht doch wohl ändern; jene Elektricitätsmenge bleibt aber bei unverändertem Druck dabei merklich constant. Ferner würde aus diesen letzteren Experimenten folgen, dafs der Uebergangswiderstand an der positiven Elektrode gröfser wäre, als an der negativen, während doch gar nicht abzusehen ist, weshalb die Durchbrechung der condensirten Gasschicht an der positiven Elektrode eine gröfsere Kraft erfordern sollte, als an der negativen. Zur Erklärung dieses verschiedenen Verhaltens der Entladung an beiden Elektroden müfste man also noch neben der Annahme des Uebergangswiderstandes eine besondere zweite Hypothese machen, etwa wie in der ersten Abhandlung, dafs die Metalle die positive Elektricität stärker anziehen, als die negative, und so bei Ladung mit gleichen Elektricitätsmengen die negative Elektrode eher die zum Beginn einer Entladung erforderliche Spannung auf ihrer Oberfläche erhält, als die positive.

Nach der Durchbrechung des Uebergangswiderstandes

1) Vgl. Galvanismus (2) Bd. I, §. 499.

müfste die zwischen den Elektroden befindliche Gasschicht die Elektricität metallisch leiten.

Wir finden aber, dafs bei gleichen Elektroden und gleichen Umgebungen derselben bei verschiedenen Drucken die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge zunächst von der Länge des zwischen die Elektroden eingefügten Entladungsraumes z. B. in Capillarröhren, unabhängig ist, wenn die Länge der letzteren so grofs ist, dafs die Influenzwirkung der Elektroden aufeinander und der ferner von denselben in den Capillarröhren angehäuften freien Elektricitäten zu vernachlässigen ist. In diesem Fall mufs auch bei verschieden langen Capillarröhren die Vertheilung der Elektricität auf der geladenen Elektrode vor der Entladung die gleiche seyn, also auch die bei der letzteren geleistete Arbeit, und ebenso der zu überwindende Uebergangswiderstand ebenfalls gleich seyn. Bezeichnen wir die potentielle Energie, die der elektrischen Ladung unmittelbar vor der Entladung entspricht, mit v, die Arbeit, welche bei der Ueberwindung des Uebergangswiderstandes geleistet wird, mit a, die in dem „metallinisch leitenden" Gase auf die Längeneinheit in Form von Wärmeerzeugung geleistete Arbeit mit b, die Länge des Raumes zwischen den Elektroden mit l (wobei die weiteren Räume in der Nähe der Elektroden einer gewissen Länge des Capillarrohres zwischen ihnen gleichwerthig gesetzt werden können), so mufs dem entsprechend

$$v = a + bl \text{ oder } b = \frac{v - a}{l}$$

seyn. Es müfste also die auf der Längeneinheit des Capillarrohres geleistete Arbeit oder erzeugte Wärme umgekehrt proportional der Länge des Rohres seyn. Die Versuche beweisen aber im Gegentheil, dafs jene Wärmemenge von der Länge des Rohres innerhalb gewisser Gränzen nahezu unabhängig ist.

Einem ähnlichen Widerspruch begegnen wir bei der Messung der Erwärmung verschieden weiter Capillarröhren

durch die unter sonst gleichen Bedingungen hindurchgehenden Entladungen.

Wir müssen, wenn das Gas wie ein metallischer Leiter erwärmt würde, annehmen, dafs die ganze, durch die Entladung im Gase erzeugte Wärme auf die Capillarröhre überginge. Es müfste demnach die Temperaturerhöhung der Röhre von vierfachem Querschnitt nur das Viertel von der von einfachem Querschnitt seyn, wenn das Gas in beiden Röhren gleich gut metallisch leitete. Die Temperaturerhöhungen sind aber in beiden Röhren nahezu die gleichen. Macht man die Leitungsfähigkeit des Gases von seiner Temperaturerhöhung selbst abhängig, so müfste, da das Gas nach jeder einzelnen Entladung wiederum völlig dunkel, also kalt wird, zuerst erklärt werden, in welcher Weise das Gas vor der Erwärmung bis zu den Temperaturen, bei denen es metallisch zu leiten beginnt, die Elektricität fortführt, und wie es dabei erwärmt wird. Dann müfsten diese Temperaturerhöhungen in den verschieden weiten Röhren bei jedem Druck gerade so grofs seyn, dafs zu der vorher in denselben erzeugten Wärme in dem nunmehr metallisch leitenden Gase durch den Entladungsstrom noch so viel Wärme hierzu erzeugt würde, dafs die gesammten Wärmemengen in beiden Röhren einander gleich würden, eine jedenfalls ebenso künstliche, wie unwahrscheinliche Annahme.

Auch die Erscheinung der Aureole und des „*trait de feu*“ ist kein Beweis für die metallische Leitung der Gase, da erstere ebenfalls durch einzelne Entladungen im glühenden Gase, letztere durch Metallentladungen gebildet wird, die bei starken Drucken zu ersteren hinzutreten (vgl. die erste Abhandlung).

Vielmehr gestatten die vorliegenden Versuche wohl, mit ziemlicher Sicherheit anzunehmen, dafs die Fortführung der Elektricität in den Gasen nicht in einem derartigen doppelten Procefs vor sich geht, sondern wesentlich in gleicher Weise vom Beginn der Entladungen an bis zu ihrem Schlusse verläuft.

Der Vorgang bei der Entladung dürfte nach meiner Ansicht im Anschluſs an die Ausführungen in der ersten Abhandlung etwa in folgender Art aufzufassen seyn. Zunächst können wir nicht annehmen, daſs der Uebergang der Elektricität in Gasen nur durch den Aether stattfindet, denn sonst müſste in einem möglichst vollkommenen Vacuum ebenfalls ein solcher eintreten, was nicht der Fall ist. Die Gasmolecüle selbst müssen sich also bei der elektrischen Fortführung betheiligen.

Ueberschreitet dann die Ladung der Elektroden an einer Stelle eine bestimmte Gränze und werden die der Elektrode zunächst liegenden, zwischen derselben und den ferneren Gastheilen hin und her geschleuderten Gasmolecüle genügend stark gleichnamig geladen, so wird die ganze elektrisirte Gasmasse daselbst abgehoben, ähnlich dem Vorgang beim Sieden einer Flüssigkeit. Da selbst bei ziemlich starker Erhitzung der Elektroden die Entladungszahl bei gleicher Elektricitätszufuhr sich nicht ändert, wenn der Druck dabei constant bleibt (vgl. S. 66), so dürfte die Ueberwindung der Anziehung der auf den Elektroden condensirten Gasschicht, die dabei sicherlich geändert wird, eine geringere Rolle spielen.

Die an der Elektrode elektrisirte Gasmenge bewegt sich dann in der Richtung der schnellsten Abnahme der Spannung mit einer Geschwindigkeit von den Elektroden fort, die der unmittelbar vorher die Gastheile auf die Elektrode festdrückenden Kraft direct proportional ist.

Hiebei findet der *ursprüngliche* Antrieb nur an den Elektroden selbst statt. Stehen also zwei derselben in einem freien Gasraume einander gegenüber, so ist derselbe nur von der auf den einzelnen Stellen beider Elektroden vorhandenen Spannung abhängig. — Sind die Elektroden in Entladungsröhren eingeschlossen, so ist derselbe und entsprechend die für eine Entladung erforderliche Elektricitätsmenge eben deshalb unabhängig von der Weite und Länge des die Räume um die Elektroden verbindenden Rohres, so weit dabei die Wechselwirkung der Elektri-

citäten auf beiden Elektroden und die Verschiedenheit der Wirkung der in den Röhren vertheilten freien Elektricitäten auf die Elektroden selbst vernachlässigt werden kann. — Auch von der Erhitzung des Gases im Capillarrohr ist entsprechend die zu einer Entladung erforderliche Spannung unabhängig, wenn nicht durch die Erwärmung das Glas zersetzt und metallisch leitend wird, somit also gewissermaſsen zwischen die Elektroden des Rohres eine neue Elektrode eingeführt wird.

Die bei verschiedenen Gasen zum Beginn der Entladung erforderliche Spannung kann unter sonst gleichen Umständen auch von der Natur des Gases selbst, von der Ladungsfähigkeit seiner einzelnen Molecüle u. s. f. bedingt seyn.

Die Gasmolecüle fliegen bei der reinen Gasentladung nicht von der einen Elektrode bis zur anderen, wie dieſs auch nach der neueren Gastheorie nicht zu erwarten wäre. Hiergegen spricht das Verweilen des glühenden Natriumdampfes in einem von den Entladungen durchströmten, erhitzten Capillarrohre an der Erwärmungsstelle, sey es an den Elektroden, sey es im Capillarrohre selbst, von der er sich im gegentheiligen Fall durch das ganze Rohr bei jeder Entladung in einer geringeren oder gröſseren Menge ausbreiten müſste. Auch wenn bei stärkeren Drucken und gröſseren Ladungen Metallentladungen zu den Gasentladungen zwischen zwei, sey es in einem freien Gasraume, sey es in einem Entladungsrohr befindlichen Elektroden, hinzutreten, so bilden sich, wie in der ersten Abhandlung erwähnt wurde, an den Elektroden kleine, bei höheren Drucken sich nur allmählich weiter ausbreitende Büschel von glühenden, durch das Spectroskop erkennbaren Metalltheilchen, die erst bei relativ hohen Drucken die gegenüberliegende Elektrode erreichen.

Hiernach dürfte der Uebergang der Elektricität zwischen den Gastheilchen, zunächst im freien Raum, sich in ganz ähnlicher Weise gestalten, wie in einer Reihe nebeneinander aufgehängter elastischer Kugeln. Treffen

die von der Elektrode fliehenden, geladenen Gasmolecüle *A* auf fernere *B*, so vertheilen sie deren Elektricität, ziehen sie an und gleichen einen Theil ihrer Elektricität mit der ungleichnamigen von *B* aus, so daſs beide Molecüle gleichnamig geladen erscheinen. Die hieraus hervorgehende Abstoſsung treibt *A* der ursprünglichen Bewegungsrichtung entgegen zurück, *B* vorwärts. *A* nimmt entweder von neu entgegenkommenden Molecülen oder von der Elektrode wiederum Elektricität an und bewegt sich wieder vorwärts, während *B*, angetrieben durch die elektrische Abstoſsung und die von *A* ihm mitgetheilte Bewegung, einen Theil seiner Elektricität an ein drittes Theilchen *C* abgiebt und zurückprallend wieder mit *A* zusammentrifft u. s. f. Die von beiden Elektroden ausgehenden derartigen Bewegungen treffen an einer Stelle zusammen, wo die Ausgleichung der entgegengesetzten Elektricitäten der sich nunmehr anziehenden letzten Molecüle eintritt. Hiebei kann die Geschwindigkeit der einzelnen Gasmolecüle so groſs seyn, daſs sie sich bis zum Erglühen des Gases steigert. Indeſs wird die bei der Vereinigung der entgegengesetzten Elektricitäten zweier aufeinander folgender Molecüle geleistete Arbeit bei der Scheidung der Elektricitäten in jedem Molecüle selbst compensirt.

Ist das Gas elektrolytisch zerlegbar, so kann die Bewegung der Gasmolecüle, wie sie oben beschrieben ist, auch mit einer Trennung, Fortbewegung und Wiedervereinigung ihrer Ionen verbunden seyn, ähnlich wie bei den übrigen elektrolytischen Processen, wie dieſs die Versuche von Perrot[1]) anzeigen.

Sind die Elektroden in einem Entladungsrohr von Glas so weit von einander entfernt, daſs ihre gegenseitige Influenzwirkung zu vernachlässigen ist, so complicirt sich die Erscheinung, indem sich auch die Wände des Rohres von den Elektroden aus laden können. Obgleich bei den oben beschriebenen Apparaten das Capillarrohr in allen Fällen in seiner ganzen Länge von der sogenannten „po-

1) Perrot, vgl. Galvanismus, 2. Aufl. Bd. II. (2), S. 412.

sitiven Entladung“ (s. w. u.) durchzogen ist, ist doch nur bei Ableitung der negativen Elektrode das ganze Rohr, wenn auch in abnehmender Stärke von der positiven Elektrode an positiv geladen, während es bei isolirten Elektroden nur theilweise positiv, bei Ableitung der positiven Elektrode aber auf der ganzen Länge mit abnehmender Intensität von der negativen Elektrode an negativ geladen ist. Diese freie Elektricität bindet, wie bekannt, die entgegengesetzte auf der äufseren Oberfläche der Glaswand, während sich die gleichnamige mehr oder weniger zerstreut. Die auf der Innenwand der Glasröhre vertheilte Elektricität kann auf die Spannung an den Elektroden von Einfluſs seyn, wie wir schon S. 51 erwähnt haben. Sie hat ferner auf die Beschleunigung und die Richtung der Bewegung der Gasmoleküle einen Einfluſs, wie z. B. sehr deutlich aus den S. 63 erwähnten Versuchen mit der weiteren Glasröhre hervorgeht. Indeſs scheint der Hauptantrieb, wie im freien Raum, doch von den Elektroden selbst auszugehen, da z. B. bei Ableitung der positiven Elektrode in einem doppelt so langen Rohr zwar der Elektricitätsabfall von der negativen Elektrode an nur halb so groſs ist, als in einem Rohr von einfacher Länge, aber doch die Wärmeerzeugung auf der Längeneinheit beider Röhren nahezu die gleiche ist.

Die durch die elektrische Vertheilung vermittelte Fortpflanzung der Bewegung von Gasmolekül zu Gasmolekül dürfte auch in den Entladungsröhren, wenn zunächst die Wärmeabgabe an die Wände vernachlässigt wird, ganz ähnlich, wie bei den Gesetzen des elastischen Stoſses stattfinden. Tritt dabei die Entladung aus einem weiteren in ein engeres Rohr ein, in dessen Querschnitt die Anzahl der Gasmoleküle die $n$fache ist, so bleibt dennoch die gesammte lebendige Kraft in jedem Querschnitt dieselbe, da in gleichen Zeiten in beiden Röhren ein bewegtes Molekül gleich viele relativ ruhende trifft, obgleich bei dem schiefen Auftreffen der zuerst elektrisch bewegten Gastheile auf andere sich die Bewe-

gung theils in radialer, theils in axialer Richtung über den ganzen Querschnitt verbreitet.

Zu dieser einfachen Uebertragung der Bewegung tritt eine partielle Abgabe derselben an die Wände der Röhren, wodurch die lebendige Kraft der Gasmoleküle, also auch die Temperatur des Gases sich von den der Ausgangsstelle der Entladung zunächst liegenden Theilen der Röhren bis zu den entfernteren vermindert. Da aber die seitliche Ausbreitung der lebendigen Kraft in Folge der excentrischen Stöfse der Moleküle aufeinander im engen und weiten Rohr, sei es durch mehr oder weniger concentrische Molekularschichten, bis zu der Peripherie in gleichem Maafse vor sich geht, so mufs auch die Abgabe der Bewegung an die Wände, die der Zahl der dieselben treffenden Moleküle und dem Quadrat ihrer Geschwindigkeit proportional ist, mithin die Wärmeabgabe an dieselben, im weiten und engen Rohr die gleiche seyn.

Da diese Abgabe der Wärme bei den meisten Versuchen eine nur geringe ist, so erweisen sich die von der Ausgangsstelle der Entladung entfernteren Stellen kürzerer Röhren nur wenig kälter, als die ihr zunächst liegenden Stellen, obgleich bei längeren Röhren diese Abkühlung an der geringeren Helligkeit der Entladung daselbst sehr deutlich zu erkennen ist. Dafs hiebei der Uebergang von den hell leuchtenden Stellen des Rohres zu den dunkleren ziemlich schnell erfolgt, dürfte darin liegen, dafs die Helligkeit des Erglühens der verschiedenen Körper, so z. B. auch galvanisch glühender Drähte mit steigender Temperatur sehr schnell zunimmt.

Die eben mitgetheilten Ansichten stimmen mit unseren jetzigen Annahmen über die Constitution der Körper und die Elektricitätsleitung in ihnen im Wesentlichen überein.

Es sey mir erlaubt, hierauf ein wenig näher einzugehen, da mir einige, in der neueren Zeit aufgestellte, dar-

auf bezügliche Hypothesen nicht ganz mit der Erfahrung übereinzustimmen scheinen.

In den festen Körpern schwingen die Moleküle um bestimmte mittlere Gleichgewichtslagen, die sich nicht wesentlich ändern, wenn im Strome Elektricität von einem Moleküle zum anderen übergeht. Nach der einen Ansicht soll dieser Uebergang durch *einzelne diruptive Entladungen* stattfinden. Man müfste dann annehmen, dafs etwa die Körpermoleküle mit Hüllen von Elektricitätstheilchen vereint sind, die an den Oscillationsbewegungen der Körpermoleküle mehr oder weniger theilnehmen, und dafs von der einen Hülle zur anderen Elektricitätstheilchen übergehen. Auch könnte eine Mittheilung elektrischer Schwingungen von einem Molekül zum anderen stattfinden. Das Wesen des Leitungswiderstandes sucht Herwig[1]) hiebei darin, dafs im Allgemeinen die Bewegungsrichtung der Körpertheilchen mit ihren Hüllen in zwei aufeinander folgenden Querschnitten eines Leiters sehr verschieden ist. Beim Uebergang der elektrischen Theilchen von einem Molekül zum anderen müfsten sie also ihre Bewegungsrichtung ändern, und die Arbeit, welche hiebei geleistet werden sollte, entspräche dem Widerstand, der um so gröfser wäre, je gröfser die Energie der Bewegung der Körpertheilchen oder je höher die Temperatur ist.

Indefs findet hier in der That keine eigentliche *Aenderung* der Bewegungs*richtung*, sondern nur eine Zusammensetzung zweier verschieden gerichteter Bewegungen statt. Zerlegt man die sämmtlichen Bewegungen in drei aufeinander senkrechte Componenten, so addirt sich beim Uebergang einer dieser Componenten von einem Molekül zum andern einfach ihre lebendige Kraft zu der der darauf senkrechten Componenten, wie bei der Addition zweier aufeinander senkrechter Schwingungen. Dagegen kann eventuell eine Aenderung der lebendigen Kraft beim Zusammentreffen der *gleich*gerichteten Componenten stattfinden. Indefs auch diese Aenderung wird im Mittel compensirt, da im con-

1) Herwig. Pogg. Ann. Bd. XLIII. S. 411. 1874.

stanten Strom ebensoviel Elektricität in ein Molekül eintritt, wie austritt.

Wollen wir daher einen Uebergang der Elektricität oder auch der elektrischen Schwingungsbewegung von einem Molekül zum anderen annehmen, so muſs im constanten Strom der durch die constant wirkende elektromotorische Kraft fortdauernd erfolgende Bewegungsantrieb durch eine Art Reibung der Elektricitätstheilchen an den Körpermolekülen compensirt werden, durch welche der erstere völlig verbraucht wird. Dieser Reibungswiderstand entspricht bei gleicher elektromotorischer Kraft dem galvanischen Leitungswiderstand. Auf die Körpertheile wird dadurch die lebendige Kraft der Elektricitätsbewegung übertragen, die lebendige Kraft ihrer Wärmeschwingungen wächst proportional dem Widerstand, den sie dem Strom entgegensetzen. [1])

Bei der leichteren Beweglichkeit der Körpermoleküle bei höheren Temperaturen, so wie nach der Schmelzung, wo sie die ihnen durch die Molekularkräfte gebotenen relativen Lagen mit geringerer Kraft bewahren, würde die Abgabe der Bewegung der Elektricitäten an die einzelnen Körpermoleküle leichter erfolgen, also der Widerstand wachsen. Bei den geschmolzenen und flüssigen metallischen Leitern könnte indeſs schon ein Theil der Elektricitätsleitung durch Mitführung der Elektricität mit den in weiteren Bahnen aus ihren mittleren Gleichgewichtslagen hinausgehenden Molekülen erfolgen, die sie dann an die folgenden Moleküle abgeben u. s. f.

Die Elektrolyte leiten aller Wahrscheinlichkeit nach, indem die mit ihren Ionen verbundenen Elektricitäten mit ersteren vereint fortgeführt werden. Indem die Ionen jedes Moleküls sich bei ihrer Bewegung aneinander, an dem Lösungsmittel u. s. f. reiben, verlieren sie ihre elektrolytische Fortbewegung in der Richtung des Stromes, und ihre lebendige Kraft setzt sich in Wärmebewegung um. Jene Reibungswiderstände entsprechen also dem Leitungs-

1) Vgl. hierüber Galvanismus (2) Thl. II, § 1168.

widerstand[1]). Bei der Complicirtheit derselben, namentlich bei den in einem Lösungsmittel gelösten Elektrolyten, ist eine einfache Beziehung des Widerstandes der Elektrolyte zu den sonstigen mechanischen Constanten derselben nicht zu erwarten. Deshalb führt auch z. B. die Vergleichung der Widerstände der wässerigen Lösungen der Chloride mit ihren specifischen Volumen nicht zu einem einfachen Gesetze. Die unter Annahme der umgekehrten Proportionalität zwischen beiden Werthen berechneten Leitungsfähigkeiten weichen z. B. nach F. Kohlrausch beinahe um 10 Proc. ihrer Gröfse von einander ab[2]).

Die Molecüle der Gase werden dann, wie erwähnt, von den Elektroden aus bei einer bestimmten Ladung derselben in Richtungen fortbewegt, welche jeweilen der gröfsten Abnahme des Potentials entsprechen; sie stofsen dabei auf andere Molecüle, denen sie ihre Elektricität, oder wenn dieselbe in Oscillationen des jedes Molecül umgebenden Aethers besteht, die entsprechende Schwingungsbewegung mittheilen u. s. f. Der Vorgang wäre also ganz ähnlich dem der Elektrolyse, nur dafs die le-

1) Vgl. Galvanismus (2) Th. I. § 435 u. flgd.

2) F. Kohlrausch und Grotrian. Pogg. Ann. Bd. CLIV, S. 237. Nach der erwähnten Abhandlung (S. 238) hätte ich in der *mechanischen Zähigkeit* der Lösung den Grund der Krümmung und des Maximums der Widerstandscurve gesucht. Zur Feststellung meiner Ansichten erlaube ich mir noch einmal hervorzuheben, dafs ich *ausdrücklich* betont habe, dafs die zur Ueberwindung der Reibungswiderstände bei der Elektrolyse verwendete Kraft zwar zu der zur Ueberwindung der Zähigkeit nöthigen Kraft in naher Beziehung steht, ihr aber doch *nicht* völlig gleich ist (Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 232, 1858), und später wiederholt habe, dafs die Vergleichung beider nur unvollkommene Resultate liefern kann; dafs die Proportionalität beider nur als eine sehr entfernte Annäherung an die Wahrheit, als eine Vergleichung einander ähnlicher, aber nicht unmittelbar zusammenhängender Erscheinungen gelten kann (Galvanismus (2) Bd. I, §. 437). Der Schlufs von Kohlrausch „dafs aufser der mechanischen Zähigkeit noch andere Eigenschaften der Lösung hier in Frage kommen" (l. c. S. 239), dürfte also wohl schon in obigen Aussprüchen liegen.

bendige Kraft der Gasmolecüle nicht, wie die der Ionen, so wie sie durch die an jeder Stelle wirkende elektromotorische Kraft erzeugt ist, durch die Reibung an dem benachbarten Medium sich vollständig in Wärme umsetzt, sondern sich von den Elektroden aus durch den ganzen Entladungsraum fortpflanzt und dann ein aliquoter kleinerer Theil derselben an allen Stellen ziemlich gleichmäfsig an die Wände in Form von Wärme übertragen wird.

Neben den allgemeinen Verhältnissen der Entladung sind noch eine Reihe von einzelnen Punkten zu erklären, so namentlich die ungleiche Ausbreitung der positiven und negativen Entladung; der Ort, an welchem die in den bewegten Gasmassen enthaltene lebendige Kraft sich endlich in Form von Wärme zeigt; der dunkle Raum an der negativen Elektrode, so wie die Schichtung des Lichtes der Entladung.

Die ungleiche Ausbreitung der positiven und negativen Entladung ist schon in der ersten Abhandlung über diesen Gegenstand auf die gröfsere Anfangsgeschwindigkeit zurückgeführt worden, welche die positive Entladung in Folge der zu ihrem Entstehen erforderlichen, durch das Experiment nachweisbaren gröfseren Ladung gegenüber der negativen Entladung erhält.

Zur Erklärung dieses Verhaltens war daselbst (S. 383) die Hypothese von der ungleich starken Anziehung der beiden Elektricitäten durch die Elektroden aufgestellt worden, die, so lange wir noch genöthigt sind, unsere bisherigen Vorstellungen von dem Wesen der Elektricität beizubehalten, sich wenigstens auch an die Annahmen anschliefst, die wir uns über die elektromotorische Wirkung zweier Metalle aufeinander gebildet haben.

Da in jener Abhandlung auf die von anderen Physikern gegebenen Erklärungen dieser und der damit nahe verwandten Erscheinungen des Ventileies (Abhandl. I, S. 376) nicht näher eingegangen war, so erlaube ich mir, dieselben noch einmal hier kurz zu berühren.

Bei Gelegenheit seiner sehr interessanten Versuche über die Lichtenbergischen Figuren stellt Hr. v. Bezold[1]) die Hypothese auf, dafs bei ihrer Darstellung in der positiven Entladung eine Bewegung gegen den Zuleiter hin, in der negativen eine Bewegung gegen die Peripherie hin stattfände. — Bei den Gasentladungen scheint indefs ein analoges Verhältnifs nicht einzutreten. Wenn bei gesteigertem Druck an der positiven Elektrode büschelförmige Metallentladungen zu den Gasentladungen hinzu kommen, so müssen jedenfalls die glühenden Metalltheile von der Elektrode ausgehen und sich von derselben entfernen. Eben so beobachtet man in Geifsler'schen Röhren eine allmähliche Ueberführung des Metalls der negativen Elektrode zur umgebenden Glashülle. Beide Phänomene deuten aber auf eine Fortbewegung der an der Entladung theilnehmenden Molecüle von den Elektroden fort und sind durch eine Art Aufsaugung, z. B. an der positiven Elektrode, nicht wohl erklärlich.

Nach P. Riefs[2]) wäre der Unterschied der positiven und negativen Lichterscheinung unserem Verständnifs bedeutend näher gerückt, wenn man annimmt, dafs der Luftstrom, welcher das Glimmen der Elektrode stets begleitet und an der mit Feuchtigkeit beladenen Elektrode vorbeigeht, etwa bei der Reibung an der trocknen Luft, letztere negativ elektrisch macht. Nach der Analogie des Lullin'schen Versuchs und der elektrischen Staubfiguren würde nachher die positive Elektricität in dem negativen Raum sich weiter ausbreiten können. — Abgesehen davon, dafs sich die Verschiedenheiten der Gasentladung an beiden Elektroden auch in einem äufserst sorgfältig getrockneten Raume zeigen, würde danach entgegen dem Versuchsresultat offenbar die positive Elektrode einer *kleineren* Spannung bedürfen, als die negative, da die negative Elektricität der Luft schon auf die positive Elektricität der Elektrode einen Antrieb ausübte. Ob sich

1) v. Bezold, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 936.
2) P. Riefs, Reibungselektricität, Bd. II, §. 751.

dann bei gleichem Antrieb die positive Entladung in der negativen Luft, in der sie doch partiell neutralisirt wird, *weiter* ausbreiten würde, als die negative Entladung, wäre auch noch specieller zu untersuchen.

An einem anderen Orte sucht P. Rieſs[1]) die Wirkung des Ventileies davon abzuleiten, daſs die die Elektroden umgebende Luft durch die der explosiven Entladung stets vorhergehende Glimmentladung mit der Elektricität der Elektrode geladen wird, und diese Luft von der explosiven Entladung nachher durchbrochen werden muſs. Es würde also eine der ersten Entladung entgegengesetzte Entladung leichter zwischen den Elektroden übergehen, als eine gleichgerichtete. Da nun in dünner Luft an gröſseren Flächen die Glimmentladung leichter auftritt, wenn sie negativ sind, so soll bei abwechselnder Ladung der groſsen Elektrode des Ventileies dieselbe leichter glimmen, wenn sie negativ ist und deshalb dem Strom den Durchgang leichter gestatten, für den sie als positive Elektrode dient. — Es wird also die letztere Entladungserscheinung auf einen vorhergegangenen Gegenstrom und eine dadurch bedingte secundäre Ladung der Luft zurückgeführt. Da nun aber der Uebergang der Elektricität zwischen einer groſsen und kleinen Elektrode im luftverdünnten Raum ganz denselben Bedingungen folgt, selbst wenn gar kein solcher Gegenstrom vorher zwischen den Elektroden übergegangen ist, so dürfte obige Voraussetzung nicht unbedingt nöthig seyn. Auch müſste eben erklärt werden, weshalb eine groſse negative Elektrode in verdünnter Luft leichter glimmt, als eine positive. Die in der ersten und der vorliegenden Abhandlung mitgetheilten Versuche dürften hievon, sowie von dem Verhalten des Ventileies auch ohne jene Voraussetzung secundärer Vorgänge direct Rechenschaft geben. Ist durch die zu unseren Versuchen benutzten Entladungsrohren der Strom der elektrischen Entladungen längere

1) P. Rieſs, Berliner Monatsber.., 6. August 1868. Pogg. Annalen Bd. CXXXVI, S. 44. Vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 941

Zeit in einer bestimmten Richtung hindurchgegangen und wird sodann plötzlich umgekehrt, so finden freilich die nächsten Entladungen etwas schneller statt, als die folgenden, da noch die Glaswände mit der der ersten Stromesrichtung entsprechenden Ladung versehen sind und letztere auf die bei Umkehrung des Stromes den Elektroden zugeführten entgegengesetzten Elektricitäten beschleunigend wirken. Bald aber stellt sich die normale Ladung der Glaswände her, und die Aufeinanderfolge der Entladungen ist durchaus regelmäfsig.

Es entsteht ferner die Frage, an welcher Stelle die mit verschiedener Geschwindigkeit von beiden Elektroden ausgehenden elektrischen Bewegungen der Gasmolecüle zusammentreffen und sich die entgegengesetzten Elektricitäten endlich neutralisiren.

Von den auf S. 252 mitgetheilten Beobachtungen sind namentlich hiefür diejenigen charakteristisch, bei denen die eine Elektrode abgeleitet, der anderen durch eine Unterbrechungsstelle in der Luft die Elektricität der Elektrisirmaschine zugeführt wird. In diesem Fall mufs die Entladung ohne vorherige Vertheilung statischer Elektricität auf der Glaswand beim Uebergang eines Funkens an der Unterbrechungsstelle sofort unter Zufuhr einer gröfseren Elektricitätsmenge beginnen. Dem entsprechend bemerkt man hiebei keine deutliche Ladung der Röhrenwände.

Beim Fortschreiten der von der geladenen Elektrode ausgehenden Entladung im Rohr wird dann auch die Elektricität der abgeleiteten Elektrode vertheilt und auch von dieser beginnt die Entladung, indefs erst einige Zeit nach der ersten. Beide Entladungen, die, wenn auch die Bewegung sich durch Mittheilung von Molecül zu Molecül fortflanzt, doch ganz den Eindruck von Luftströmen machen, treffen somit auf der Seite des Rohres zusammen, die der abgeleiteten Elektrode zugekehrt ist. Indem sie sich dabei anziehen, verjüngen sie sich, und indem die von der positiven Elektrode ausgehende Entladung mit

gröſserer Geschwindigkeit beginnt, als die negative, dringt sie mehr oder weniger mit einer gegen die letztere convexen Oberfläche in dieselbe ein. Da an der Stelle des Zusammentreffens die entgegengesetzt elektrischen Molecüle sehr beschleunigt werden, erscheint die Entladung daselbst heller.

Da der *dunkle Raum* an der negativen Elektrode auch auftritt, wenn derselben durch eine Unterbrechungsstelle die Elektricität zugeführt und die positive Elektrode abgeleitet wird, so kann er nicht die Stelle des Zusammentreffens der positiven und negativen Entladung und des Ausgleichs der an ihren vorderen Seiten auftretenden freien Elektricitäten seyn, die vielmehr heiſser und heller seyn müſste, wie oben erwähnt. Da aber der dunkle Raum nach den directen Versuchen von de la Rive *kälter* erscheint, als die übrige Entladungsstrecke, in demselben eine deutliche Elektricitätsströmung, freilich durch das immerhin etwas precäre Mittel derivirter Ströme (wobei neue Elektroden in die Stromesbahn eingeführt werden) nicht nachzuweisen ist, so muſs der elektrische Vorgang in demselben anderer Art seyn, als in der übrigen Entladung. Sein Auftreten muſs mit der verschiedenen Gröſse der Ladung der Elektroden zusammenhängen, die für den Beginn einer Entladung erforderlich ist, da er unter sonst ganz gleichen Verhältnissen nur bei Ableitung der positiven Elektrode und Einfügung der Unterbrechungsstelle vor der negativen Elektrode, nicht aber bei der umgekehrten Anordnung in einiger Ausdehnung erscheint. Nach den S. 253 mitgetheilten Versuchen nimmt die Ausdehnung des dunklen Raumes zu, wenn jene Unterbrechungsstelle vergröſsert wird, sie nimmt ab, wenn zwischen dieselbe und die negative Elektrode eine die Zufuhr der Elektricität verzögernde Wasserschicht geschaltet wird; seine Ausdehnung wächst also mit der Menge der der Elektrode in einer gegebenen Zeit zugeleiteten Elektricität, wobei, abgesehen von sehr groſsen Elektricitätsmengen, die negative Elektrode an allen Stellen glimmt. An der

positiven Elektrode bewirken dieselben Einflüsse nur eine gröfsere oder geringere Ausbreitung der Entladung auf der Elektrode. Dieselbe wird um so kleiner, je geringer die Elektricitätszufuhr ist.

Entsprechend der S. 259 und flgd. aufgestellten Ansicht könnte man sich etwa denken, dafs zunächst an der negativen Elektrode, die isolirt mit der Elektricitätsquelle verbunden sey, nicht nur in den sie berührenden, sondern auch etwas entfernteren Gasmolecülen eine mit der Entfernung von der Elektrode abnehmend intensive Vertheilung der Elektricitäten eintritt. Liegt der Elektrode eine Glaswand gegenüber, die event. aufserhalb abgeleitet ist, so erstreckt sich diese directe Vertheilung von der Elektrode aus noch weiter. Bei immer stärkerer Ladung ziehen sich die Gastheile demnach näher zur Elektrode, soweit es die sonstigen elastischen Verhältnisse der Gase gestatten. Vor ihnen entsteht vorübergehend ein verdünnterer Raum. Werden dann bei Beginn der Entladung die die Elektroden berührenden negativ geladenen Gastheile fortgetrieben, so theilen sie den folgenden vertheilten Molecülen ihre Ladung mit; dann begeben sie sich selbst oder nach einander andere, mit vertheilter Elektricität geladene Gastheile zur Elektrode, an der sie die ungleichnamige Elektricität ausgleichen und sich negativ laden. In Folge dessen wird sowohl die Elektrode stark erhitzt, als auch den Theilchen eine grofse Geschwindigkeit ertheilt. Wo diese Mittheilung der Elektricitäten, sey es zwischen der Elektrode und den Theilchen, sey es zwischen den letzteren, stattfindet, dürfte das blaue Glimmlicht erscheinen, welches sich event. bis zur gegenüberstehenden Glaswand verbreitet. Mit seinem Auftreten ist demnach die Erhitzung der Elektrode unmittelbar verknüpft. Diese Entladungsart wird so lange andauern, als noch die Ladung der Elektrode genügend stark ist, um den Theilchen eine den Druckverhältnissen entsprechende Geschwindigkeit zu ertheilen.

Fliehen die aufeinander folgenden, negativ geladenen *elektrischen* Theilchen von der Umgebung der Elektrode

und durcheilen den vor ihnen befindlichen verdünnten Raum, so finden daselbst keine oder wenige Zusammenstöfse mit anderen Molecülen statt, im Gegentheil nehmen die Theilchen in Folge ihrer gegenseitigen elektrischen Abstofsung einen gröfseren Raum ein; die Temperatur und Helligkeit desselben erscheint demnach geringer, als wo sie an der Elektrode zusammengedrängt sind. So kann der dunkle, oder nur durch mattes nebliges Licht erleuchtete Raum entstehen. Erst wenn die negativen Molecüle auf unelektrische stofsen, deren Elektricität sie vertheilen, die sie anziehen und dann nach dem Zusammenstofs laden, findet ein dichteres Zusammentreten statt, die Wärme und Lichterscheinung wird lebhafter und pflanzt sich nun, wie oben erwähnt, von Theilchen zu Theilchen fort. Möglicher Weise kann auch noch zu wiederholten Malen nach dem ersten Zusammentreffen eine grofse Anzahl gleichartig geladener Molecüle, wie nach dem Verlassen der negativen Elektrode, eine Strecke ohne Zusammenstöfse zurücklegen und dann erst auf die folgenden unelektrischen Molecüle ihre Ladung übertragen. So können abwechselnd hellere und dunklere Stellen entstehen, die die Schichtung des Lichtes ausmachen würden.

An der positiven Elektrode beginnt die Entladung bei einer viel höheren Ladung, als an der negativen. Bei gleicher Elektricitätszufuhr wird sie also in viel kürzerer Zeit verlaufen; weniger, aber stärker geladene Gasmolecüle werden mit gröfserer Geschwindigkeit von ihr fortgeführt. Der dunkle Raum verschwindet daher. Nur in besonderen Fällen ist er von geringerer Ausdehnung, z. B. bei isolirter Verbindung der Elektroden mit der Maschine und Einfügung einer Unterbrechungsstelle an der negativen Elektrode, wobei indefs eine Rückentladung der von der positiven Elektrode aus geladenen Röhre durch letztere Elektrode eintreten kann, ehe der Funken die Unterbrechungsstelle an der negativen Elektrode durchbricht.

Ich verkenne nicht, dafs es zur Prüfung dieser Vorstellungen noch mannigfacher Versuche bedarf. Indefs

fassen sie doch die Phänomene wesentlich unter einem einheitlichen Gesichtspunkt zusammen, der auf keinen anderen Voraussetzungen beruht, als unsere bisherigen Annahmen über das Wesen der Elektricität. Bei der grofsen Schwierigkeit und Complicirtheit der Erscheinungen dürfte dies vorläufig nicht ganz ohne Nutzen seyn. Ich hoffe, hiezu noch weitere Beiträge liefern zu können.

Es dürfte wohl angezeigt seyn, zu untersuchen, ob und in wie weit sich vielleicht durch die oben erwähnten Versuche und die daraus abgeleiteten Verschiedenheiten des Verhaltens der Entladung an der positiven und negativen Elektrode diesseits und jenseits des dunklen Raumes, welche wir, ohne dabei den Ort des Zusammentreffens in letzteren direct zu verlegen, der Einfachheit halber positive und negative Entladung nennen wollen, die so sehr interessanten und eigenthümlichen Einzelheiten der äufseren Erscheinungen derselben erklären lassen, wie sie bei verschiedener Gestalt der Elektroden u. s. f. namentlich von Hittorf[1]) mit so grofser Sorgfalt beobachtet worden sind. Wir müssen uns dabei selbstverständlich auf einige der einfacheren Phänomene beschränken.

Werden z. B. statt der kugelförmigen Elektroden in kugelförmigen Glashüllen cylindrische (Draht-) Elektroden in cylindrischen Hüllen angewendet, so ist bei Ladung derselben die elektrische Spannung an ihren vorderen freien Enden am gröfsten; auch ist daselbst die Abstofsung der rings um die Elektrode an den Glaswänden angehäuften Elektricität, welche sich mit abnehmender Dichtigkeit vor den Enden der Elektroden ausbreitet, relativ am kleinsten. Die Entladung geht also zunächst bei etwas höherem Druck von diesen vorderen Enden aus. Wird die Luft stärker verdünnt, so ist die zum Beginn der Entladung erforderliche Spannung, ebenso die Ladung der umgebenden Glaswand und auch der Unterschied der an den

1) Hittorf, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 954 u. flg.

verschiedenen Stellen der Elektroden für die Entladung nöthigen Spannungen kleiner, namentlich an der negativen Elektrode, die ohnehin einer geringeren Ladung bedarf. Dann genügt die von der Elektrisirmaschine oder dem Inductorium (s. w. u.) zugeführte Elektricität, um zunächst an der negativen Elektrode auch an den weiter vom Ende abgelegenen Stellen die Entladung einzuleiten. An der positiven Elektrode beginnen die Entladungen erst bei stärkeren Ladungen; demnach sind auch die Unterschiede der letzteren an den einzelnen Stellen der Elektrode gröfser, die Entladung geht fast ausschliefslich von dem vorderen Ende der positiven Elektrode aus.

Sind die Glashüllen um die negative cylindrische Elektrode einer Entladungsröhre enger, so bedarf es in Folge der Abstofsung Seitens der Elektricität auf der Glaswand einer gröfseren Ladung zur Entladung auf den Seitenflächen der Elektrode, als bei weiteren Glashüllen. Die Entladung beschränkt sich dann also mehr und mehr auf das Ende der Elektrode und kann sich eben in Folge der Abstofsung durch die negativ geladenen Glaswände weit bis zur positiven Elektrode ausbreiten.

Werden ferner zwei Röhren mit einer kleinen und einer grofsen negativen Elektrode hintereinander in den Schliefsungskreis eingeschaltet, so fängt eine Entladung an, wenn die Spannung zuerst auf den negativen Elektroden eine bestimmte Gröfse erreicht hat. Diese wird sie auf der gröfseren Elektrode erst bei einer stärkeren Ladung erhalten, als auf der kleineren. Beginnt also die Entladung auf ersterer, so wird auf letzterer die ihr zuströmende Elektricitätsmenge relativ gröfser, als erforderlich; es wird die durch die beginnende Entladung fortgetriebene Luft noch weiter beschleunigt; das Glimmlicht verbreitet sich weiter, als von der gröfseren negativen Elektrode aus.

Sind in einem cylindrischen Rohr zwei bis auf die Vorderfläche mit einer Glashülle bedeckte, drahtförmige Elektroden in axialer Lage befestigt, die eine (*I*) am

Ende, die andere (*II*) knieförmig von der Seite aus in dem mittleren Theil des Rohres, so dafs sie ihre freie Fläche von der ersteren Elektrode abwendet, und sind die Elektroden so weit von einander entfernt, dafs ihre influirende Wechselwirkung nur klein ist, so wird, wenn Elektrode *II* negativ ist, die Glaswand rings um dieselbe, namentlich bei geringeren Drucken, bei der zur Entladung erforderlichen kleinen Spannung nur schwach und ziemlich gleichmäfsig geladen; die Rückwirkung dieser Ladung auf die Ladung der Elektrode selbst ist relativ nur klein, und das Glimmlicht nimmt dabei rings um die Elektrode einen gröfseren Raum ein. In Folge dessen kann sich auch die Entladung in der Richtung der schnellsten Abnahme des Potentials, d. h. in der Richtung von der Elektrode *I* abgewendet ausbreiten. Ist aber Elektrode *II* positiv, so ladet sich die Glaswand an der der freien Fläche zugekehrten Seite der Röhre relativ stark: die negative Entladung von Elektrode *I* aus verbreitet sich bis in die Nähe der Elektrode *II*, und so wird in Folge der Abstofsung durch die erstere und der Anziehung durch die zweite der von Elektrode *II* ausgehende Entladungsstrahl gegen Elektrode *I* hin umgebogen. Zugleich kann sich im letzteren Fall das von Elektrode *I* ausgehende Glimmlicht über die positive Elektrode hinaus ausbreiten, indem die mit gröfserer Geschwindigkeit nach der Richtung der resultirenden Kräfte von einer kleinen Stelle ausgesendete und auf einen engen Raum beschränkte positive Entladung nicht sogleich alle, in dem Glimmlicht nach allen Stellen entladene negative Elektricität neutralisiren kann.

Analog möchte sich der schöne Versuch von Hittorf erklären, bei welchem in einer kugelförmigen Glashülle einer drahtförmigen negativen Elektrode eine ebensolche positive Elektrode, deren Längsrichtung auf der der ersteren senkrecht steht, gegenüber gestellt wird. Da bei genügender Verdünnung die negative Entladung, wenn die Influenzwirkung Seitens der positiven Elektrode nicht zu

grofs ist, von einem grofsen Theil der Oberfläche der negativen Elektrode, und zwar nach unseren Annahmen ein wenig früher sich ausbreitet, ehe die positive Entladung an der Spitze der positiven Elektrode beginnt, so mufs letztere, um ihre Elektricität mit der der negativen Entladung zu neutralisiren, sich nicht zur negativen Elektrode biegen, sondern um die letztere herum in das Bereich des negativ elektrisirten glimmenden Gases abgelenkt werden.

Aehnlich verhält es sich bei parallel gestellten Elektroden, bei denen ebenfalls die Entladung von der positiven Elektrode nach den Stellen hingeht, an denen die Anziehung der positiven Elektricität durch die mittelst der negativen Entladung in dem Entladungsraum verbreitete negative Elektricität im Maximum ist.

Bei *Anwendung eines Inductoriums als Elektricitätsquelle* gestalten sich die Erscheinungen complicirter, als bei Anwendung der Elektrisirmaschine. Die gegen die Enden der Inductionsrolle durch die Inductionswirkung getriebenen Elektricitätsmengen häufen sich nicht nur an ersteren an, sondern auch mehr oder weniger im Innern der Inductionsrolle selbst. Sind also jene Enden mit den Elektroden, z. B. einer Entladungsröhre, verbunden, und hat die Elektricität darauf die zur Einleitung einer Entladung erforderliche Spannung erreicht, so wird durch die erste Entladung die Gasschicht an den Elektroden abgehoben und verdünnt, da von den Seiten das Gas im Verhältnifs zur Elektricitätsbewegung nur langsam zuströmt. So vermag an der Stelle, wo die Entladung begonnen, nun auch noch die aus dem Innern der Inductionsrolle den Elektroden zuströmende Elektricität zum Theil überzugehen, selbst wenn sie die Elektroden nicht mehr bis zur ersten Dichtigkeit zu laden vermag. Auf diese Weise kann die Entladung des Inductoriums eine kürzere oder längere Zeit andauern. Je nach der Schnel-

ligkeit, mit der hierbei die elektrische Dichtigkeit auf den Elektroden abnimmt, ist die durch den Entladungsapparat hindurchgehende Elektricitätsmenge kleiner und gröſser, indem auch durch das Zuströmen der seitlichen dichteren Luft allmählich die Entladung gehemmt wird. Ist die elektrische Dichtigkeit auf eine bestimmte Gröſse gesunken, so hört die Entladung auf und der Rest der Elektricitäten gleicht sich rückwärts durch die Inductionsrolle selbst aus. Die Beschaffenheit der letzteren, die Einschaltung von Widerständen zwischen ihre Enden und den Entladungsapparat, welche bei mäſsiger Gröſse, wenn auch nicht die gesammte, den Elektroden desselben zugeführte Elektricitätsmenge vermindern, wohl aber die Zeitdauer ihrer Anhäufung vergröſsern kann; die Vergröſserung der Oberfläche der Zuleitungen, z. B. durch Verbindung mit Condensatorplatten u. s. f., kann also die durch den Entladungsapparat selbst hindurchgehende Elektricitätsmenge wesentlich beeinflussen.

Schaltet man in den Schlieſsungskreis des Entladungsapparates oder in eine Zweigleitung zu demselben ein Galvanometer ein, so miſst der Ausschlag desselben direct oder indirect die durch den Entladungsapparat hindurchgegangene, also die seinen Elektroden zugeströmte, weniger der zum Inductorium zurückgeströmten Elektricitätsmenge. Verbindet man die Elektroden direct und beobachtet wieder den Galvanometerausschlag oder ersetzt den Entladungsapparat durch einen Rheostatendraht, bis der Ausschlag der frühere ist, so findet das Zurückströmen (abgesehen von dem Auftreten alternirender Entladungen) nicht statt. Während im ersten Versuch die *elektrostatischen* Verhältnisse, welche der Entladung vorhergehen, auf die durch letztere fortgeführte Elektricitätsmenge einen Einfluſs haben, ist letzterer Versuch nur von der Fortführung der *bewegten* Elektricitäten selbst bedingt. Beide Versuche sind demnach unter ganz verschiedenen Bedingungen angestellt. Durch die Vergleichung ihrer Resultate läſst sich also der Leitungswiderstand des Entladungs-

apparates nicht bestimmen [1]). Ebenso wenig kann dieser Zweck erreicht werden, wenn man z. B. von zwei Punkten der Zuleitung zum Entladungsapparat den Strom zum Galvanometer abzweigt und durch Veränderung des Abstandes der Ableitungspunkte unter den verschiedenen Verhältnissen den Ausschlag des Galvanometers stets auf die gleiche Gröfse bringt [2]).

Wir werden hiernach zu untersuchen haben, in welchen Beziehungen die bisher über den Widerstand der einzelnen Theile der Entladung erzielten Resultate mit den oben festgestellten Bedingungen der Entladungen stehen, und wenden uns dabei namentlich wiederum den schönen Beobachtungen von Hittorf [3]) zu, von denen wir die einfachsten herauswählen.

a) ***Widerstand der positiven Entladung.*** Werden an einer Glaskugel, welche die negative Elektrode enthält, nacheinander zwei verschieden lange Glasröhren angeblasen, an deren Enden sich zwei gleiche Drähte als positive Elektroden befinden, und leitet man die Inductionsströme erst durch das lange Rohr, dann in gleicher Weise durch das kürzere Rohr, so erscheint im letzteren Falle die Stromintensität gröfser, da in Folge der gröfseren Wechselwirkung der einander näheren Elektroden eine kleinere Elektricitätsmenge zur Erzeugung der zur Entladung erforderlichen Spannung genügt. Die Entladung beginnt früher und dauert länger an. Verzögert man aber durch Einschaltung, z. B. eines Capillarrohres mit Zinkvitriollösung, den Zufluſs der Elektricität im letzteren Falle, so hört die Entladung wiederum früher auf und man kann dieselbe Stromintensität erzielen, wie bei Anwendung der Elektrode im langen Rohr. Indeſs entspricht aus den oben angeführten Gründen der Widerstand der Lösung im Capillarrohr nicht direct der Differenz der Widerstände der positiven Entladungsräume in beiden Fällen.

1) Morren, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 951.
2) A. de la Rive, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 952, 953.
3) Hittorf, vgl. Galvanismus (2) Bd. II, §. 958.

Bei zunehmender Verdünnung des Gases entladet sich bei diesem Versuch das Inductorium durch den Gasraum bis zum Zurückbleiben kleinerer Spannungen, als bei stärkeren Drucken; die zwischen den entfernteren und den näheren Elektroden übergehenden Elektricitätsmengen werden mehr und mehr einander gleich; die Verzögerung des Zuströmens der Elektricität bei den einander näher stehenden Elektroden braucht geringer zu seyn, um eine völlige Gleichheit derselben herzustellen. Die Erscheinung ist also äufserlich dieselbe, wie wenn der Widerstand der positiven Entladung abnähme. Ebenso werden bei gröfserer elektromotorischer Kraft des inducirten Stromes, etwa bei Anwendung stärkerer inducirender Ströme u. s. f., auch bei schnelleren Unterbrechung der letzteren, die den Elektroden von Anfang an zuströmenden Elektricitätsmengen gröfser, die nach der Entladung zum Inductorium zurückströmenden Elektricitäten sind im Verhältnifs zur gesammten, durch die Induction gelieferten Menge kleiner, und der Widerstand der positiven Entladung scheint bei der Messung, wie bei den so eben erwähnten Versuchen, geringer zu seyn.

b) Verhältnifs der Widerstände an beiden Elektroden. Verzweigt man nach Hittorf den Strom zwischen zwei gleich weiten Röhren, in denen die einander gleichen Elektroden sehr verschiedene Abstände von einander besitzen, so nähert sich das Verhältnifs der Intensitäten in beiden Zweigen mit wachsender Verdünnung bald der Einheit. Da hiebei die Länge der positiven Entladung verschieden ist, schliefst Hittorf, dafs der Widerstand der ersteren gegen den Widerstand in der Umgebung der der negativen Elektrode klein ist. Nach den im Anfang dieser Abhandlung mitgetheilten Versuchen wird indefs, da bei gröfseren Verdünnungen die zum Beginn der Entladungen erforderlichen Ladungen der Elektroden klein werden, hiebei die Wechselwirkung der Elektricitäten der Elektroden aufeinander immer mehr abnehmen und somit die Entladung mehr und mehr nur noch von der Umge-

bung der Elektroden selbst abhängen. Dann entladen sich in den verschieden langen Röhren nahezu gleiche Elektricitätsmengen.

c) *Widerstand an der negativen Elektrode.* Wollte man indefs annehmen, dafs der vermeintliche Widerstand der positiven Entladung gegen den der negativen unter gewissen Bedingungen klein ist, so könnte man durch Messung des Widerstandes von Entladungsapparaten mit verschiedenen negativen Elektroden den supponirten Widerstand des Glimmlichtes bestimmen.

1) *Einfluſs der Gröſse der Elektroden.* Werden zwei gleiche Röhren mit gleich langen positiven, aber ungleich langen, gleich dicken negativen Drahtelektroden nebeneinander in den Schwingungskreis des Inductoriums eingefügt, so ist, wenn beide bei gröſserer Luftverdünnung ganz mit Glimmlicht bedeckt sind, nach Hittorf (l. c.) die Intensität in beiden Zweigen, abgesehen von der Wirkung der positiven Elektrode u. s. f., nahezu proportional den Längen der negativen Elektroden. In der That, liefert der Inductionsstrom eine so groſse Elektricitätsmenge, daſs die freien Stellen beider Elektroden vollständig die, überall wesentlich gleiche, zu einer Entladung erforderliche Spannung erhalten, sich also bei der Entladung unter wesentlich gleichen Bedingungen befinden, so müssen die von allen ihren Stellen entladenen Elektricitätsmengen (*caet. par.*) ihren Oberflächen proportional seyn (vgl. S. 57). Das Endresultat ist also ganz dasselbe, wie wenn man annähme, die Widerstände der Entladungsröhren wären den Oberflächen ihrer negativen Elektroden nahezu umgekehrt proportional (abgesehen von den von Hittorf angegebenen Nebenumständen, dem Einfluſs der positiven Elektrode und der gröſseren Abkühlung des Gases an einer sehr kleinen negativen Elektrode, während hiebei nach unseren Erklärungen das fortgetriebene Gas schneller ersetzt wird, also der Durchgang der der ersten Entladung folgenden Elektricitätsmengen früher aufhört und der Widerstand relativ zu groſs erscheint).

Dafs sich dasselbe Verhalten nicht ergiebt, wenn die Entladungsröhren einzeln in den Inductionskreis eingeschaltet und die Stromintensitäten gemessen werden, dürfte darin liegen, dafs bei gleicher Elektricitätszufuhr die kürzere Elektrode eher die zu einer Entladung erforderliche Spannung erhält, als die längere, somit auch die Entladung eher beginnt. Demnach sind die Elektricitätsmengen, welche die eine oder andere Röhre durchfliefsen, nicht mehr so bedeutend von einander verschieden, als vorher. Werden die Stromintensitäten durch Einfügung von Röhren voll Zinkvitriol an Stelle der Entladungsröhren auf die gleiche Gröfse gebracht, so sind wiederum die Bedingungen ganz andere, wie bei Einschaltung der Entladungsröhren, und eine directe Vergleichung der Widerstände kann event. andere Werthe ergeben, als die oben erwähnten Versuche.

2) *Einfluſs der umgebenden Räume.* Sind die die negativen Elektroden umgebenden Räume nicht einander ähnlich, so sind an den einzelnen Stellen der ersteren verschiedene Spannungen erforderlich, um die Entladung einzuleiten. Bei verschieden dicken aber gleich langen cylindrischen Elektroden z. B., welche in gleich weite *Glashüllen* eingeschlossen sind, bedarf die dickere hiezu einer gröfseren Ladung, da einmal die abstofsende Rückwirkung der gleichnamigen Entladung der Glashülle auf die Elektricität der Oberfläche der Elektrode gröfser ist und auch die Elektrode selbst wegen ihrer gröfseren Oberfläche einer gröfseren Elektricitätsmenge zur Ladung auf eine gleiche Spannung an allen Stellen bedarf. Bei einfacher Verbindung mit der Holtz'schen Maschine würde also, wenn man die Potentiale an allen Stellen jeder Elektrode als gleich annehmen kann, die $n$fache dickere Elektrode bei jeder Entladung mehr als die $n$fache Elektricitätsmenge aufnehmen und entladen. Sind aber die die beiden ungleichen negativen Elektroden enthaltenden Röhren nebeneinander in die Schliefsung des Inductoriums eingefügt, so sind die Verhältnisse viel complicirter und nicht so

leicht zu übersehen, als in dem oben beschriebenen Fall. In Folge der Gröfsen der Oberflächen würde sich der Strom im Verhältnifs derselben theilen; in Folge der zur Entladung erforderlichen gröfseren Dichtigkeit der Elektricität auf der dickeren Elektrode würde die Entladung an der n mal dickeren Elektrode später beginnen und eher aufhören, also durch letztere eine kleinere als die $n$fache Elektricitätsmenge entladen werden, wenn überhaupt nicht vorher alle Elektricität durch die dünnere Elektrode abfliefst und wir voraussetzen, dafs die Elektricität den Elektroden vom Inductorium aus mit so grofser Geschwindigkeit zugeführt wird, dafs ein Rückströmen der der dickeren Elektrode zugeführten Elektricität zu der dünneren während der Entladung nicht eintritt. Indefs kann wiederum in Folge der gröfseren Ladung auf der dickeren Elektrode das Gas stärker von der Elektrode fortgetrieben werden, wodurch der ersten Entladung eine gröfsere Elektricitätsmenge folgen würde, vorausgesetzt, dafs hinlänglich Gas vorhanden ist, um dieselbe fortzuführen.

3) *Einfluſs des Druckes.* Noch complicirter gestalten sich in Folge der letzteren Bedingungen die Entladungen in zwei parallel gestellten, gleichen Entladungsröhren, in denen dasselbe Gas auf verschiedenen Druck gebracht ist. Nach unseren Versuchen würde die Röhre mit dem dichteren Gase (I) einer gröfseren Ladung zum Beginn der Entladung bedürfen, also in Folge dessen die Entladung darin später beginnen und eher aufhören, daher eine geringere Elektricitätsmenge hindurchgehen, als durch die Röhre (II) mit dem dünnen Gase, vorausgesetzt, dafs beiden Röhren nebeneinander die Elektricität vom Inductorium ganz gleichmäfsig zuströmte. Da aber im Rohr (I) die Entladung mit einer gröfseren Anfangsgeschwindigkeit beginnt, könnte umgekehrt in Folge der gröfseren Luftverdünnung an der Elektrode mehr Elektricität der zuerst entladenen folgen, als im Rohre II. In wieweit diese verschiedenen Bedingungen sich gegenseitig compensiren, ist ohne Weiteres nicht zu übersehen. — Ist ferner die Span-

nung der Elektricität zu gering, um das dichtere Gas zu durchbrechen, so kann alle Elektricität von den Elektroden des Rohres I zu denen des Rohres II, event. zum Inductorium zurückströmen, also gar keine Entladung durch das dichtere Gas eintreten. — Ist dagegen das Gas in Röhre II so stark verdünnt, dafs es zur Fortführung der Elektricität nicht mehr genügt, so kann wohl auch die Entladung allein durch die Röhre I mit dem dichteren Gase hindurchgehen.

Wird ein Entladungsapparat mit einer constanten Säule verbunden, so können verschiedene Verhältnisse eintreten. Ist die elektromotorische Kraft an den Polen der Säule zu gering, um den damit verbundenen Elektroden des Apparates die zu dem Beginn einer Entladung erforderliche Spannung zu ertheilen, so isolirt derselbe. Ist die elektromotorische Kraft gleich oder gröfser, als jener Bedingung genügt, so erfolgen Entladungen, die je nach der Menge der an den Polen aufgehäuften Elektricitäten und der Schnelligkeit der Zufuhr der Elektricitäten von der Säule aus kürzere oder längere Zeit andauern können. Der weitere Verlauf hängt dann von Leitungsfähigkeit der Substanzen ab, aus denen die Säule besteht. Ist dieselbe nur gering, fällt also bei der Entladung die Spannung an den Elektroden so weit ab, dafs die Säule inzwischen die zur Fortdauer der Entladung nöthige Spannung nicht dauernd liefern kann; bedarf es mithin nach jeder Entladung längerer Zeit, um die Spannung an den Polen wieder herzustellen, so erfolgen einzelne intermittirende Entladungen. Ist die Leitungsfähigkeit der Säule relativ grofs, und wird die Spannung so schnell wieder erneuert, dafs in der Zeit nach der ersten Entladung bis zur neuen Ladung sich noch nicht der frühere Zustand des durch die Entladung an den Elektroden verdünnten Gases wieder hergestellt hat, so schliefst sich der ersten Entladung unmittelbar die zweite u. s. f. zu einem continuirlichen Strom an, event. unter Theilnahme des Stoffes der Elektroden. Von den

gewöhnlichen galvanischen Strömen unterscheidet sich dieser Strom aber wiederum dadurch, dafs er wesentlich von dem Antrieb abhängt, den die den Elektroden zunächst liegenden Theile des Gases durch die zugeführten Elektricitäten erfahren. Die Ausgleichung der letzteren erfolgt, wie bei Anwendung der Elektrisirmaschine, unter Mitführung der bewegten Gastheile von den Elektroden an. Dann ist, wie bei den am Anfang dieser Arbeit erwähnten Versuchen, der „Widerstand der Entladung", oder richtiger die in der Zeiteinheit entladene Elektricitätsmenge wesentlich von dem Abstand der Elektroden unabhängig, abgesehen von den Nebenumständen, der geringeren Wechselwirkung der Elektricität der Elektroden bei gröfseren Abständen u. s. f. Dieses Resultat hat Herwig[1]) für den Durchgang der Elektricität durch Quecksilberdampf zwischen Quecksilberelektroden im wesentlichen bestätigt. Auch der galvanische Lichtbogen zwischen Kohlen- oder Metallelektroden dürfte ein Beispiel dieser Entladungsart bieten. Auch bei ihm ist durch den rotirenden Spiegel keine Discontinuität wahrzunehmen; auch hier geschieht die Fortführung der Elektricität unter gleichzeitiger Fortführung der mit ihr geladenen Theilchen der Elektroden, die dabei wesentlich in Gasform übergehen, wie sich aus dem Spectrum des Lichtbogens ersehen läfst. Ganz analog, wie bei den übrigen Gasentladungen, ist daher der supponirte Widerstand des Lichtbogens von seiner Länge nur zum kleineren Theile abhängig. Er nimmt ferner mit der Quantität der in der Zeiteinheit durch ihn hindurchgegangenen Elektricität ab[2]), da dadurch die Elektroden stärker erhitzt werden und somit eine relativ stärkere Vergasung derselben und Fortführung der Elektricität vermittelt wird.

Auch der Bildung des Lichtbogens mufs eine relativ starke Spannung der Elektricität an den Elektroden, sey es durch Annäherung derselben oder durch einen hindurchgeleiteten elektrischen Schlag vorangehen, damit die

1) Herwig, Pogg. Ann. Bd. CLIII, S. 350.
2) Edlund, vgl. Galvanismus (2) Bd. I, §. 716.

Fortführung der Stoffe von den Elektroden eingeleitet wird, worauf dann die geringere Spannung der Säule genügt, den Elektricitätsstrom dauernd zu erhalten.

Einen Widerstand im gewöhnlichen „galvanischen“ Sinne dürfte indefs diese Entladungsart nicht bieten. Die durch dieselbe fortgeführte Elektricitätsmenge wird vielmehr von den verschiedensten Umständen abhängen; von dem Medium zwischen den Elektroden, also auch von der Leichtigkeit, mit der Theile der Elektroden in fester oder Gasform fortgeschleudert werden, von der Gestalt der Elektroden, der Stromstärke, also auch der Menge und Temperatur der von den Elektroden dem Zwischenraume zugeführten Theilchen u. s. f. Diese Bedingungen werden in vieler Beziehung die analogen, wenn auch complicirter seyn, wie bei den Einzelentladungen der Elektrisirmaschine.

Sehr leicht kann es hiebei geschehen, dafs zwischen den Elektroden durch die Verbindung mit den Polen einer constanten Säule zuerst discontinuirliche Gasentladungen, vielleicht unter geringer Theilnahme des Stoffes der Elektroden stattfinden. Wenn aber dadurch die zwischen den Elektroden liegende Schicht erhitzt, verdünnt, event. mit den Theilchen der Elektroden erfüllt ist, so kann, wenn die Säule die Elektricitäten in genügender Menge zuführt, in dem so geänderten Zwischenraum eine continuirliche (Lichtbogen-) Entladung statt der discontinuirlichen eintreten, wobei zugleich mit Aenderung der Entladungsart eine Aenderung der Erwärmung der Elektroden eintritt. Eine solche Erscheinung ist von Gassiot[1]) bei Entladung einer 400paarigen Grove'schen Säule zwischen Metall- oder Coakskugeln beobachtet worden.

Ich hoffe demnächst einige weitere Mittheilungen über diese Gegenstände machen zu können.

1) Gassiot, Galvanismus (2) II, §. 1044.

IV. *Ueber die Veränderung der Tonhöhe bei Bewegung eines tönenden Körpers; von Dr. H. C. Vogel.*

Im Sommer 1875 bot sich mir Gelegenheit einige Versuche über die Aenderung der Tonhöhe durch Bewegung anzustellen, die ich im Folgenden mir mitzutheilen erlaube. Es ist bekannt und leicht zu beobachten, dafs wenn man sich einer Tonquelle mit einigermaafsen beträchtlicher Geschwindigkeit nähert, die Tonhöhe sich ändert und zwar erhöht, bei Entfernung der Tonquelle dagegen sich vermindert. Dasselbe findet statt, wenn sich die Tonquelle auf den stillstehenden Beobachter zu oder von ihm weg bewegt. Sehr häufig hat man Gelegenheit derartige Beobachtungen auf einem Eisenbahnzug zu machen, wo der wegen der grofsen Geschwindigkeit sehr beträchtliche Tonabfall des Pfeifentones einer vorbeifahrenden Locomotive oder des Glockentones der zufällig beim Vorbeifahren anschlagenden Läutewerke, wohl selbst dem in musikalischer Beziehung ungeübtesten Ohre auffallen mufs.

Bekanntlich hat Doppler[1]) zuerst eine Theorie dieser Erscheinung gegeben, welche durch die Versuche Buijs Ballot's[2]) auf der Eisenbahn zwischen Utrecht und Maarsen in soweit bestätigt wurde, als aus den Beobachtungen hervorging, dafs stets bei Annäherung der Tonquelle der Ton höher, bei Entfernung tiefer wurde und zwar war der Unterschied der Tonhöhen um so beträchtlicher, je gröfser die Geschwindigkeit der Bewegung war.

Die Doppler'sche Theorie hat besonders in Petzval einen Gegner gefunden, welcher seine Ansichten in mehreren Abhandlungen, die sich in den Sitzungsberichten der Wiener Akad. der Wissensch.[3]) befinden, niedergelegt

1) Ueber das farbige Licht der Doppelsterne usw. Prag 1842.
2) Pogg. Ann. Bd. LXVI, S. 321.
3) VIII und IX.

hat. Es hat sich ferner Mach [1]), auf Doppler's Seite stehend, bemüht, durch einige akustische Versuche die Theorie zu stützen und endlich hat van der Willigen in einer längeren Abhandlung [2]) seine Ansichten dargelegt, die den Doppler'schen entgegen sind, aber auch mit Petzval nicht im Einklange stehen.

Weit entfernt mich in den sehr gelehrten Streit einlassen zu wollen, bei welchen man im Eifer des Gefechtes wohl etwas zu weit gegangen ist, indem man sich bemüht hat alle möglichen Fehler zu ersinnen die bei den Beobachtungen sollen begangen worden seyn, weil jene Beobachtungen leider nicht mit der Ansicht übereinstimmen wollen, die man von der Sache sich gebildet hat, erlaube ich mir nur zu bemerken, dafs meines Darfürhaltens die folgenden Versuche zu Gunsten der Doppler'schen Theorie sprechen [3]).

1) Pogg. Ann. Bd. 112; Schlömilch's Zeitschrift f. Math. u. Phys. (1873). Pogg. Ann. Bd. 116.

2) *Archives Musée Teyler, vol. III, fasc.* 4.

3) Ich bin von verschiedenen Seiten aufgefordert worden, etwas auf die Angriffe zu erwidern, welche van der Willigen auf alle diejenigen Spectralanalitiker ausgeführt hat, die sich mit Untersuchungen über die Bewegung der Sterne, durch Verschiebung der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren derselben befafst haben, halte das aber für durchaus überflüssig. Der, dem die Sache am Herzen liegt, wird sich leicht ein Urtheil bilden können, ob jene Fehler, von welchen van der Willigen vermuthet, dafs sie begangen wurden, nicht von jedem nur einigermafsen vorsichtigen Beobachter hätten gefunden und beachtet werden müssen. Ich glaube, es dürfte die Annahme, dafs Hr. van der Willigen mit seiner Deutung der Beobachtungen irrt, noch lange nicht so wunderbar erscheinen, als wenn man mit ihm behaupten wollte, verschiedene Beobachter, die zu verschiedenen Zeiten Untersuchungen mit ihren Instrumenten ausführten, sind deshalb nur zu ein und demselben Resultate gekommen, weil der Spalt ihres Spectroskops nicht ganz genau im Brennpunkt des Fernrohrs gestanden hat und zwar bei den Instrumenten beider Beobachter zu den verschiedenen Beobachtungszeiten, um dieselbe Gröfse und in demselben Sinne.

Die Untersuchungen über die Bewegung der Sterne gehören übrigens zu den schwierigsten und sollten sich nur Beobachter mit reifer

Die von Doppler zunächst für Tonquellen aufgestellten Formeln möchte ich allerdings nur als Näherungsgesetze ansehen, welche nur für verhältnifsmäfsig geringe Geschwindigkeiten (im Vergleich zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls) Geltung haben, welche aber — mit diesen Beschränkungen — auch ohne Weiteres auf Lichtquellen zu übertragen seyn dürften, wie das von Huggins und mir geschehen ist, indem wir aus den Beobachtungen geringer Verschiebungen gewisser Linien in den Spectren von Sternen gegen die Linien in den Spectren ruhender Lichtquellen, auf eine Annäherung oder Entfernung der Sterne geschlossen haben (*Proceeding of the royal Society* No. 136, 1872; Astron. Nachrichten No. 1963). Sehr auffallende Verschiebungen von Spectrallinien sind bekanntlich von den verschiedensten Beobachtern in den Spectren der Protuberanzen gesehen worden und auch hier scheint die Vermuthung berechtigt, dafs dieselben in Folge der sehr erheblichen Geschwindigkeiten, welche die dem Sonneninnern entströmenden Gasmassen besitzen, entstehen. Auch führen die aus dem Betrage der Verschiebungen der Linien, der Wellenlänge und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit

Erfahrung und längerer Uebung an dieselben wagen, da sonst leicht der Fall eintreten kann, dafs eine beabsichtigte Bereicherung der Wissenschaft nicht erzielt wird, sondern die Beobachtungen nur Belege dafür geben, dafs die Beobachter nicht mit genügender Vorsicht zu Werke gegangen sind, sey es in Bezug auf die Justirung der Instrumente, sey es in Bezug auf Beachtung der obwaltenden Umstände, Güte der Luft u. dergl. Einen solchen Eindruck haben mir einige in der *neueren* Zeit veröffentlichte Beobachtungen über diesen Gegenstand gemacht. — Gerade bei so feinen Beobachtungen sollte man sich bewufst werden, dafs man nicht durch eine grofse Anhäufung mittelmäfsiger Beobachtungen, sondern lediglich durch die Güte und Gediegenheit jeder einzelnen, dem Resultate Werth verleiht.

Beobachtungen des Nichtcoïncidirens von hellen Protuberanzlinien mit den dunklen Linien des *Sonnenspectrums* sind oft leicht und mit geringeren Hülfsmitteln zu machen und ich glaube, wenn Hr. van der Willigen sich nur die Mühe geben wollte, das Spectrum der Protuberanzen öfters zu untersuchen, er würde bald die Erklärung der Erscheinung nicht mehr in instrumentalen Unvollkommenheiten oder in Unachtsamkeiten der Beobachter suchen.

des Lichtes nach den Doppler'schen Formeln berechneten, im Visionsradius gelegenen Componenten der Geschwindigkeit, durchaus zu keinen unwahrscheinlichen Resultaten, sondern im Gegentheil zu Geschwindigkeiten, welche sehr gut mit denen auf anderen Wegen abgeleiteten im Einklange stehen.

Die Anwendung, welche Doppler von seiner Theorie auf die Farbe der Fixsterne gemacht hat, ist in der oben citirten Abhandlung von Buijs Ballot[1]) so einfach und klar widerlegt, dafs darüber wohl nichts mehr zu sagen seyn dürfte.

I. Beobachtungen.

Bei den hier mitzutheilenden Beobachtungen, welche im Wesentlichen den von Buijs Ballot ähnlich sind, war ich bestrebt mit der gröfstmöglichsten Schärfe die Veränderung der Tonhöhe zu bestimmen, welche durch Annäherung oder Entfernung des tönenden Körpers hervorgebracht wird. Buijs Ballot hat bei seinen Untersuchungen sich einer Locomotive bedient, auf welcher Beobachter und Musiker sich befanden, längst des Bahnkörpers ebenfalls Beobachter und Musiker placirt und nach einem vorher festgesetzten Plane sowohl von der Locomotive, als von mehreren Stationen aus mit Klapphörnern und Signaltrompeten blasen lassen, so dafs gleichzeitig bei einer Fahrt Tonveränderungen durch Bewegung der Tonquelle, wie auch durch Bewegung des Beobachters gegen eine ruhende Tonquelle, ermittelt werden konnten. Bei diesen Beobachtungen sind 14 Personen in steter Wirksamkeit gewesen.

Die Beobachtungen haben, wie schon erwähnt, ergeben, dafs die Tonerhöhung oder Erniedrigung stets im Sinne der Doppler'schen Theorie erfolgte, in Bezug auf die Gröfse der Veränderungen des Tones herrschte jedoch noch eine beträchtliche Unsicherheit. Es konnten nur Schätzungen der Veränderungen vorgenommen wer-

1) A. a. O. S. 345.

den, die bei einem guten Musiker bei ruhiger Beobachtung immerhin einen sehr beträchtlichen Grad von Genauigkeit erreichen können, aber durch die bei den Versuchen obwaltenden Verhältnisse nur von sehr geringer Sicherheit gewesen sind. Buijs Ballot sagt selbst darüber: „Wenn daher auch ein musikalisches Ohr bei ruhiger Beobachtung noch ein Komma kleiner als $\frac{80}{81}$ zu unterscheiden vermag, so wird doch Keiner sich wundern, wenn ich sage, dafs es unter obigen Umständen kaum möglich war den Unterschied bis auf ein Achtel- oder Viertelton zu bestimmen“ (a. a. O. S. 329) und weiter: „Die Schätzungen der Musiker sind in Achtel-, selten nur in Sechszehnteltönen angegeben; einige haben nicht anders aufgezeichnet als: nahe $\frac{1}{2}$ mehr, mehr als $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{4}$ usw.“ (a. a. O. S. 331).

Ein Hauptübelstand bei den Versuchen war der, dafs die Instrumente, obwohl vorher gut mit einander gestimmt, doch auf die Dauer ihre Stimmung nicht beibehielten. Ferner waren die Töne schwach und wurden in der Nähe durch das Geräusch der Locomotive übertönt.

„Das erwähnte Geräusch war am 3. Juni, wo ich noch die etwas schwächeren Klapphörner anwandte, mehrmals Ursache, dafs der kommende Ton, der doch nicht allein der höhere, sondern auch der stärkere seyn sollte, gar nicht vernommen wurde“ (329). Da die Töne eben nur auf geringe Entfernungen zu hören waren und die Beobachter sich in einer Entfernung von 1 bis 2 Meter vom Schienengeleise befinden mufsten, war die Bewegung der Locomotive gegen den Beobachter während der Bestimmung des Tones eine ungleichförmige und in Folge dessen der Ton nicht constant. Nicht zu Gunsten der Genauigkeit der Beobachtungen spricht ferner der Umstand, dafs die Zeit zur Auffassung des Tones nur eine überaus kurze gewesen ist, „man kann den Ton (sagt Buijs Ballot) nur aus einer Entfernung von etwa 50 Meter vernehmen, und da er bei 20 Meter bereits merklich abzunehmen anfängt, so hat man nur eine Secunde (wenn die Geschwindigkeit 25 Meter

beträgt) um die Höhe des kommenden Tones wahrzunehmen, während noch dazu ein Geräusch anderen Ursprungs die reine Beobachtung beeinträchtigt."

1.

Ich habe mich ebenfalls einer Locomotive bedient, bin aber bestrebt gewesen, die oben angeführten Uebelstände der Buijs Ballot'schen Versuche möglichst zu umgehen, indem ich erstens als Tonquelle die Dampfpfeife der Locomotive benutzte, deren Ton auf sehr grofse Entfernung zu hören war, zu dessen Bestimmung daher genügende Zeit verblieb, ferner die Veränderung des Tones nicht durch Schätzungen, sondern durch Messungen festzulegen suchte.

Die ersten vier Versuche wurden auf einer vollkommen geradlinigen Strecke der Cöln-Mindener Bahn ausgeführt und zwar waren als Anfangs- und Endpunkt die Kilometersteine 255,9 und 252,3 ausgesucht worden. Als Beobachtungsstation diente die Wärterbude bei 253,656 Kilometer.

Selbstverständlich holte die Locomotive sehr weit aus, um in der soeben angegebenen Strecke, mit möglichst gleichförmiger Geschwindigkeit zu fahren. Der Locomotivführer hatte den Auftrag in dem Momente, wo die Maschine die Anfangsstation passirte, die Dampfpfeife schnell und voll zu öffnen, bei der Endstation ebenso zu schliefsen und ferner darauf zu achten, dafs die Dampfspannung im Kessel möglichst constant blieb. Die Aufgabe des Führers war durchaus keine leichte und angenehme, seine grofse Bereitwilligkeit und Exactheit hat viel zum Gelingen der Versuche beigetragen und nicht jeder würde das auf die Dauer unerträglich werdende Geräusch, welches die Dampfpfeife für den auf der Locomotive befindlichen hervorbringt, mit solcher Gelassenheit 3 bis 4 Minuten lang ertragen haben, denn ich hatte gewünscht, einmal um genügende Zeit zur Auffassung des Tons zu erhalten, dann aber um sicher zu seyn, dafs der Ton constant blieb

und nicht durch eine etwas andere Stellung des Hahnes der Pfeife verändert würde, während der ganzen Fahrt die Pfeife offen zu lassen.

Die Reinheit des Tones liefs bei den meisten Versuchen nichts zu wünschen übrig, wenn die Locomotive nicht zu nahe war. Bei voller Oeffnung des Hahnes war derselbe nahe $\overline{\overline{c}}$.

2.

Bei den ersten drei Versuchen dienten die Momente, wo das weifse Dampfwölkchen der Pfeife entströmte und wo es plötzlich wieder verschwand (welche ich von der Station aus mit einem Fernrohr beobachtete) zur Bestimmung der Geschwindigkeit, bei den ferneren Versuchen ist aufserdem noch die Zeit auf der Locomotive beobachtet worden und bei allen Versuchen das Zeitmoment, wo die Locomotive die Station passirte.

Da jedoch aus den ersten Versuchen zu ersehen war, dafs die Geschwindigkeit in den beiden Theilen der Strecke — von der Anfangsstation zur Beobachtungsstation und von dieser zur Endstation — ungleich war, ist eine Fahrt auf der Locomotive gemacht worden, bei welcher die Zeit des Passirens bei den einzelnen Kilometersteinen aufnotirt worden ist. Aus diesen Beobachtungen habe ich durch graphische Ausgleichung folgende Geschwindigkeiten abgeleitet:

Kilometersteine	Geschwindigkeit	Kilometersteine	Geschwindigkeit
255,9	15,0 Meter	253,9	19,2 Meter
7	16,2 „	7	19,3 „
5	17,1 „	5	19,3 „
3	17,7 „	3	19,3 „
1	18,3 „	1	19,3 „
254,9	18,8 „	252,9	19,4 „
7	19,1 „	7	19,4 „
5	19,1 „	5	19,4 „
3	19,2 „	3	19,4 „
1	19,1 „		

Da diese Probefahrt in Bezug auf die Zeit, in welcher die ganze Strecke zurückgelegt wurde, sowohl als auch in Bezug auf die Zeit, in welcher jeder durch die Beobachtungsstation begränzte Theil der Strecke durchlaufen wurde [1]), so genau im Verhältnifs zu den anderen Beobachtungen (s. w. u.) steht, wüfste ich keinen Grund, für diese Beobachtungen ein anderes Gesetz des Zuwachses der Geschwindigkeiten anzunehmen, als das durch die obigen Zahlen bestimmte.

Die letzten vier Versuche wurden auf einer nur 0,5 Kilometer langen horizontalen Strecke im Mindener Bahnhof mit derselben Borsig'schen Schnellzugsmaschine ausgeführt, welche aber langsam fuhr, um die Abhängigkeit der Tonänderung von der Geschwindigkeit zu ermitteln. Bei diesen Versuchen wurde ferner der an der Dampfpfeife befindliche Hahn nicht ganz geöffnet, wodurch ein tieferer, ebenfalls schöner und reiner Ton entstand. Hier wurden die Geschwindigkeiten durch die Beobachtung der Zeiten von der Station sowie von der Locomotive aus ermittelt, sie sind innerhalb der kleinen Strecke als constant anzunehmen.

3.

Zur Bestimmung der Tonhöhe und der Veränderung derselben diente eine Stimmgabel von R. König in Paris und eine Violine, deren Hals ich zuvor mit einer Theilung versehen hatte. Die Saiten der Violine wurden genau nach der Stimmgabel abgestimmt, möglichst oft während der Beobachtungen mit derselben verglichen und bei einer bemerkbaren Differenz sofort corrigirt. Die Versuche haben wesentlich an Werth dadurch gewonnen, dafs Hr. Musikdirector Baron v. Kaulbars die Freundlichkeit hatte sich

1) Dauer der Probefahrt $3^m\ 13^s,1$
1. Strecke durchlaufen in $2^m\ 3^s,4$
2. „ „ „ $1^m\ 9^s,7$.
Es möge gleich hier erwähnt werden, dafs die Locomotive nur in ein und derselben Richtung schnell fahren konnte.

an den Beobachtungen zu betheiligen. Durch seine Gabe die Töne sehr schnell aufzufassen und auf der Violine anzugeben, sowie überaus kleine Tondifferenzen noch sicher zu erkennen, wurde es möglich, die Zahl der Beobachtungen sehr zu vermehren und ihnen einen Grad von Sicherheit zu geben, den ich von vornherein gar nicht erwartet hatte. Mit Hülfe eines passend geschnittenen Holzstückes mit scharfer Schneide wurden die Töne der Dampfpfeife der kommenden, gehenden oder in Ruhe befindlichen Locomotive, durch Niederdrücken der *a*- und *e*-Saite der Violine an passender Stelle, und durch jedesmalige Ablesung an der auf dem Halse derselben angebrachten beliebigen Theilung bestimmt. Ich habe diese Ablesungen stets selbst ausgeführt. Es zeigte sich, dafs die Theilung, deren Striche etwa 5 Mm. von einander entfernt waren, der Feinheit des Gehörs des Musikers nicht entsprach, indem meist die Bestimmung eines Tones innerhalb eines Zehntels der Theilung gelegen war; es entspricht das — wie aus dem Folgenden ersichtlich ist — einer Genauigkeit in der Bestimmung der Schwingungszahl, die noch nicht $\frac{1}{500}$ ihres Werthes beträgt.

Um aus den Ablesungen an der Theilung die Schwingungszahl des beobachteten Tones finden zu können, sind nach Beendigung der Fahrten folgende Beobachtungen ausgeführt worden. Mit Zugrundelegung der schon erwähnten Stimmgabel von R. König in Paris, welche $\bar{c}$ gab (512 ganze Schwingungen), wurden für die Töne der chromatischen Tonleiter, sowohl auf der *a*- als auf der *e*-Saite der Violine, die Ablesungen an der Theilung gemacht und zwar war der Musiker bestrebt die Töne der Tonleiter nach gleichschwebender Temperatur anzugeben, aufserdem wurden aber auch von *c* als Grundton aus, reine Quinten, Quarten und Terzen angegeben.

Aus diesen Beobachtungen, welche — wie bei dem geübten Musiker zu erwarten war — eine sehr erfreuliche Uebereinstimmung unter einander zeigten, habe ich nun durch graphische Ausgleichung folgende Tabelle abgeleitet

und berechnet, zu welcher noch zu bemerken ist, daſs die Schwingungszahlen sich auf den Ton der Locomotive beziehen, der wie schon erwähnt an der Gränze der drei und vier gestrichenen Octave gelegen war. Es dürfte hierbei bemerkt werden, daſs der Ton der Locomotive auf der *e*-Saite stets durch den *eine* Octave, auf der *a*-Saite durch den *zwei* Octaven tiefer liegenden Ton bestimmt worden ist.

	Theilstriche.		Schwingungs-Zahlen
	a-Saite	e-Saite	
	24,5	**11,7**	2298,8
	25,2	12,2	2265,9
	26,0	12,8	2233,4
	26,7	13,3	2201,4
	27,5	**13,9**	2169,8
	28,2	14,5	2138,7
	29,0	15,1	2108,0
	29,8	15,7	2077,8
c	**30,6**	**16,3**	2048,0
	31,4	16,9	2018,7
	32,2	17,5	1989,7
	33,0	18,1	1961,2
	33,8	**18,7**	1933,1
	34,6	19,3	1905,4
	35,4	20,0	1878,1
	36,2	20,6	1851,2
	37,1	**21,3**	1824,6
	37,9	21,9	1798,4
	38,7	22,6	1772,2
	39,5	23,3	1747,2
	40,4	**24,0**	1722,2
		24,7	1697,5
		25,4	1673,2
		26,1	1649,2
		26,8	1625,5
		27,5	1602,2
		28,3	1579,2
		29,0	1556,6
		29,8	1534,3.

Anmerk. Die fettgedruckten Zahlen entsprechen den Tönen der chromatischen Tonleiter.

4.

Da wie schon oben erwähnt, die Geschwindigkeit der Locomotive bei den ersten vier Versuchen nicht constant war, ist es nicht gleichgültig in welchem Theile der Strecke der Ton bestimmt wurde; ich theile daher den Verlauf der Beobachtungen etwas näher mit. Mehrere Secunden nach dem Aufsteigen des weifsen Dampfwölkchens (in dem Momente wo die Maschine die Anfangsstation passirte) war der Ton äufserst schwach hörbar, er wurde allmählich stärker und wiederholt ist anfänglich ein geringes Höherwerden des Tones beobachtet werden. Eine Minute nach Passirung der Anfangsstation war der Ton sehr kräftig und wurde derselbe nun wiederholt auf die oben beschriebene Weise mit Hülfe der Violine fixirt, bis nach Verlauf von etwa $\frac{3}{4}$ Minuten der Ton zu kräftig geworden war, um noch genau bestimmt werden zu können. Die Wärterbude, in welcher wir uns befanden, wurde nun geschlossen, um das Ohr des Beobachters durch das starke Getöse der vorbeieilenden Maschine und der Pfeife nicht abzustumpfen, bis nach Verlauf von $\frac{1}{4}$ Minute nach Passirung der Beobachtungsstation, der Ton wieder schwach genug geworden war, um genau aufgefafst werden zu können; es wurden die Tonbestimmungen auf der zweiten Strecke etwa $\frac{3}{4}$ Minuten fortgesetzt. In der Zeit, in welcher dieselben ausgeführt wurden, ist eine merkliche Tonveränderung nicht wahrgenommen worden und in der That sind die Geschwindigkeiten der Locomotive in diesen Theilen der durchlaufenen Strecke nur sehr geringen Veränderungen unterworfen gewesen, während in dem ersten Theil der Strecke die Geschwindigkeit — entsprechend dem öfters beobachteten Höherwerden des Tones — noch sehr stark zunahm.

Kilometer-steine	Zeit sec.	Geschwindigkeit
255,9	0,0	15,0 bis 18,8 Meter.
255,4	31,5	
254,9	58,0	
254,4	84,3	18,8 bis 19,2 Meter. Zeit der Tonhöhenbestimmung in der ersten Strecke.
253,9	110,4	
253,4	136,4	19,2 bis 19,4 Meter. Zeit der Tonhöhenbestimmung in der zweiten Strecke.
252,9	162,3	
252,4	188,0	

5.

1. *Versuch.* August 7, 1875.

Anfangspunkt: Kilometerstein 255,900 *A*
Beobachtungsstation: „ 253,656 *B*
Endstation: „ 252,300 *E*

Temperatur 26°,5 C., Barometerstand 0^m,7539;
Dunstdruck 0^m,0118.

	Zeiten	Ablesungen an der Theilung der Violine (Mittel)
A	$10^h\ 45^m\ 8^s$	29,5 *a*-Saite
B	47 16	
E	48 28	36,0

Der Ton der Pfeife wurde bei stehender Locomotive zu 32,8 Scalentheile bestimmt. Bei diesem Versuche wehte ein sehr schwacher Wind, dessen Richtung etwa 10° bis 15° gegen die vollkommen gerade Eisenbahnstrecke betrug, die in der letzteren gelegene Componente des Windes bewegte sich in demselben Sinne wie die Locomotive.

2. *Versuch.* Wie beim ersten Versuch; der Wind war etwas stärker geworden, Richtung wie am Vormittag. Temperatur 28°,3 C.

	Zeiten	Mittel der Ablesungen
A	$4^h\ 36^m\ 27^s$	14,9 *e*-Saite
B	38 30	
E	39 39	20,0

Bei stehender Locomotive Tonhöhe: 17,4.

3. *Versuch.* Wie beim vorhergehenden.

	Zeiten	Mittel der Ablesungen	
A	$4^h\ 51^m\ 18^s$	29,4	*a*-Saite
B	54 10		
C	55 35	34,4	

4. *Versuch.* Wie beim vorhergehenden. Wind sehr schwach.

	Zeiten	Mittel der Ablesungen	
A	$5^h\ 11^m\ 7^s$	27,1	*a*-Saite
B	13 10		
C	14 18	32,9.	

Der Ton der Pfeife war bei diesem Versuche nicht besonders rein, vorzüglich im Anfang der Fahrt, er schwankte zuweilen merklich und intermittirte, wahrscheinlich in Folge von Verstopfungen durch Wasser im Dampfrohr der Pfeife.

5. *Versuch.* Dieser und die folgenden Versuche sind ebenfalls am 7. August ausgeführt worden und zwar auf einer Strecke von 0,500 Kilometer. Während auf der grofsen Strecke, auf welcher die ersten Versuche ausgeführt wurden, die Locomotive mit möglichster Schnelligkeit fuhr und defshalb nur immer in einer Richtung sich bewegen durfte, war es bei diesem und den folgenden Versuchen, wo sich die Maschine nur mit geringer Geschwindigkeit bewegte, gestattet, mit und gegen den Wind zu fahren, welcher letzter jedoch fast ganz unmerklich geworden war.

Dauer der Fahrt		Mittel der Ablesungen	
$1^m\ 4^s,5$	*a*-Saite	33,5	Ankommend
		36,5	Wegfahrend.

Die Locomotive bewegte sich gegen den Wind.

6. *Versuch.*

Dauer der Fahrt		Mittel der Ablesungen	
$58^s,0$	*a*-Saite	33,5	Ankommend
		36,7	Wegfahrend.

Locomotive mit dem Winde. Schöner reiner Ton, sehr sichere Bestimmung. Ton in der Ruhelage 35,1.

7. *Versuch.*

Dauer der Fahrt		Mittel der Ablesungen	
66",0	e-Saite	22,2	Ankommend
		24,2	Wegfahrend.

Locomotive gegen den Wind. Ebenfalls sehr schöner, reiner Ton.

8. *Versuch.*

Dauer der Fahrt		Mittel der Ablesungen	
66",5	e-Saite	26,0	Ankommend
		28,0	Abgehend.

Locomotive mit dem Winde. Sehr schöner Ton, leicht und sehr sicher zu bestimmen.

Wie schon oben erwähnt, ist bei den letzten vier Versuchen die Dampfpfeife nie ganz geöffnet worden, da sich ergeben hatte, dafs der Ton dann reiner und schöner wurde.

II. Resultate aus den Beobachtungen.

Bezeichnet c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft, v die Geschwindigkeit des tönenden Körpers, wenn der Beobachter in Ruhe ist, oder die Geschwindigkeit, mit der sich der Beobachter gegen die ruhende Tonquelle bewegt, n_0 die Schwingungszahl des Tones der ruhenden Tonquelle, so ist nach Doppler:

1. Bei bewegter Tonquelle die an einen ruhenden Ort ankommende Schwingungsmenge

$$= n_0 \frac{c}{c \mp v},$$

wo das negative Zeichen für die Orte gilt, denen sich der tönende Körper nähert, das positive Zeichen für die, von denen er sich entfernt.

2. Wenn andererseits der Beobachter sich gegen das ruhende tonerzeugende Instrument bewegt, so wird die Zahl der wahrgenommenen Schwingungen seyn:

$$= n_0 \frac{c \pm v}{c}.$$

In jedem Falle wird also die Schwingungsmenge, die das Ohr erhält, beim Annähern von Beobachter und Tonquelle gröfser, beim Entfernen kleiner werden, der Ton sich also im ersten Falle erhöhen, im zweiten Falle erniedrigen.

Ich habe nun die vorstehenden Versuche, bei welchen die Tonquelle in Bewegung, der Beobachter in Ruhe war, mit Zugrundelegung der Formel 1 berechnet und weiter unten die Resultate in möglichst übersichtlicher Form zusammengestellt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles habe ich nach der Formel:

$$c = 332{,}77 \sqrt{\frac{1+0{,}003665\,t}{1-0{,}3770\,\frac{\pi}{H}}} \text{ Meter},$$

wo t die Temperatur, π den Dunstdruck, H den Barometerstand (beides in Meter ausgedrückt) bezeichnet.

Die Zahl 332,77 Meter d. i. die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles bei trockner Luft von 0° und bei $0^m{,}760$ Barometerstand, ist von Schröder van der Kolk [1]) aus den besten experimentellen Bestimmungen dieses Werthes von Moll und van Beek im Jahre 1823 berechnet worden und wohl als der sicherste jetzt bekannte Werth anzusehen.

Aus den bei den Beobachtungen gemachten Angaben über Temperatur, Barometer und Dunstdruck ergiebt sich für den am Vormittag angestellten Versuch $c = 349{,}59$ Meter, für die am Nachmittag des 7. August ausgeführten Versuche $c = 350{,}64$ Meter.

In der folgenden Zusammenstellung ist in der ersten Columne die Nummer des Versuchs; in der zweiten die Richtung der Bewegung des tönenden Körpers: z auf den Beobachter zu, w vom Beobachter weg, angegeben. In der dritten Columne finden sich die Geschwindigkeiten der Locomotive zur Zeit der Tonbestimmungen, in Metern ausgedrückt, angeführt, wie sie aus den Beobachtungen

1) Diese Annalen Bd. 124, S. 453 und 469.

abzuleiten sind. Mit Hülfe der unter 3 gegebenen Tabelle sind die an der Theilung der Violine abgelesenen Werthe in Schwingungszahlen ausgedrückt, und in der vierten Columne aufgeführt worden, während die fünfte die Schwingungszahlen enthält, wie solche mit den Formeln $n_0 \frac{c}{c-v_1}$ und $n_0 \frac{c}{c+v_2}$ berechnet worden sind, in denen v_1 die Geschwindigkeit des tönenden Körpers bei der Bewegung zum Beobachter, v_2 dieselben bei der Bewegung vom Beobachter weg, bezeichnet. Die sechste Columne enthält die Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Schwingungszahlen im Sinne Rechnung — Beobachtung; die siebente Columne endlich die Abweichungen der berechneten und beobachteten Differenz der Töne beim Annähern und Entfernen des tönenden Körpers in Schwingungszahlen ausgedrückt.

Es mag zur leichteren Uebersicht und Beurtheilung der Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung gleich hier erwähnt werden, dafs ein Unterschied von 25 Schwingungen einem sogenannten Komma, d. i. einem Tonverhältnifs von $\frac{80}{81}$ entspricht, ein Unterschied, der in der Musik vernachlässigt wird.

Versuch	Richtung	Geschw.	Schwingungszahlen		$R - B$	
			beob.	berechn.	u_1	u_2
1	z	18,5	2089,0	2078,2	−10,8	−20,7
	w	18,8	1857,9	1867,8	+ 9,9	
2	z	19,3	2118,2	2111,8	− 6,4	−17,3
	w	19,6	1878,1	1889,0	+10,9	
3	z	15,0	2092,9	2089,8	− 3,1	− 5,0
	w	15,8	1912,2	1914,1	+ 1,9	
4	z	19,5	2185,5	2192,2	+ 6,7	+12,3
	w	19,9	1964,7	1959,1	− 5,6	
5	z	7,75	1943,7	1934,4	− 9,3	−17,7
	w		1842,3	1850,7	+ 8,4	
6	z	8,62	1943,7	1935,9	− 7,8	−14,4
	w		1836,4	1843,0	+ 6,6	
7	z	7,58	1791,0	1789,5	− 1,5	− 1,2
	w		1714,1	1713,8	− 0,3	
8	z	7,52	1652,6	1654,3	+ 1,7	+ 4,5
	w		1587,8	1585,0	− 2,8	

Aus der Columne u_2 ist leicht zu ersehen, dafs die Unterschiede zwischen dem Ton der kommenden und gehenden Locomotive meist gröfser beobachtet worden sind als es die Rechnung ergiebt. Es beträgt diese Differenz im Durchschnitt 7,4 Schwingungen. Nach Anbringung dieses constanten Unterschiedes ergiebt sich für den wahrscheinlichen Betrag der Differenz $u_2 = \pm 9{,}13$ Schwingungen, woraus folgt, dafs der wahrscheinliche Betrag des Unterschiedes in der Bestimmung des Tones auf theoretischem und practischem Wege $= \pm \frac{9{,}13}{\sqrt{2}} = \pm 6{,}46$ Schwingungen beträgt. Wollte man übrigens der constanten Differenz, um welche die Tonänderung gröfser beobachtet als berechnet wurde, keine Reellität beimessen, so würde sich die wahrscheinliche Differenz zwischen den beobachteten und berechneten Werthen zu $\pm \frac{10{,}40}{\sqrt{2}} = \pm 7{,}36$ Schwingungen ergeben.

In beiden Fällen ist aber die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung eine so vorzügliche, wie sie besser wohl kaum erwartet werden kann.

Es dürfte noch zu erwähnen seyn, dafs wenn man die unter u_1 aufgeführten einzelnen Bestimmungen der Unterschiede, bei der Bewegung *zu* und *von* dem Beobachter einer näheren Betrachtung unterwirft, sich ergiebt, dafs bei Annäherung der Ton um durchschnittlich 3,8 Schwingungen zu hoch, bei Entfernung derselbe um 3,6 Schwingungen zu niedrig beobachtet wurde.

Ich habe noch dem Einflusse des Windes auf die Beobachtungen, sowie dem einer fehlerhaften Bestimmung in der Schwingungszahl der Stimmgabel Rechnung zu tragen und schliefslich meine Vermuthungen über die Ursache des geringen *constanten* Unterschieds zwischen beobachteten und berechneten Werthen der Schwingungszahlen, dessen Reellität ich für verbürgt halten möchte, auszusprechen.

Bekanntlich ist die Geschwindigkeit des Schalles durch den Wind beeinflufst und zwar pflanzt sich derselbe rascher

fort mit dem Winde als gegen den Wind. Leider war es mir nicht möglich die Geschwindigkeit des Windes während der Versuche zu bestimmen, ich bin aber sicher, dafs derselbe keine gröfsere Geschwindigkeit als 2 höchstens 3 Meter gehabt haben kann, da derselbe eben nur merklich war.

Bezeichnet n_1 die Schwingungszahl des Tones bei Annäherung, n_2 bei Entfernung der Tonquelle vom Beobachter, so ist $n_1 - n_2 = n_0 \left\{\frac{c}{c-v_1} - \frac{c}{c+v_2}\right\}$ und bei Annahme, dafs der Wind die Geschwindigkeit x habe $n_1 - n_2 = n_0 \left\{\frac{c \pm x}{c \pm x - v_1} - \frac{c \mp x}{c \mp x + v_2}\right\}$. Setzt man die wenig verschiedenen Geschwindigkeiten beim Annähern und Entfernen der Locomotive gleich und nimmt das arithmetische Mittel $v_0 = \frac{v_1 + v_2}{2}$ als Geschwindigkeit des tönenden Körpers an, so vereinfachen sich die Formeln sehr und es ergiebt sich: $n_1 - n_2 = \frac{2 n_0 c v_0}{c^2 - v_0^2}$ und bei Annahme von Wind mit der Geschwindigkeit x, $n_1 - n_2 = \frac{2 n_0 c v_0}{c^2 - (x \mp v_0)^2}$.

Für $x = 10$ Meter und unter Annahme der bei den Beobachtungen vorkommenden Werthe von n_0 und v_0 ist der Unterschied zwischen der nach der ersten Formel berechneten Differenz der Schwingungszahlen und der nach der zweiten erst ± 1 Schwingung. Der Einfluſs des Windes dürfte bei dem geringen Werthe von x während der Beobachtungen, daher ganz unmerklich seyn.

Die Berücksichtigung der veränderten Schallgeschwindigkeit durch den Wind würde übrigens die constanten Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung bei den ersten vier Versuchen noch etwas vergröfsern, bei den letzten vier Versuchen würden dieselben im Mittel fast ganz unverändert bleiben, da die Bewegung der Locomotive sowohl mit als gegen den Wind erfolgte.

Es dürfte nicht uninteressant erscheinen den Einfluſs zu untersuchen, welchen eine fehlerhafte Bestimmung der Schwingungszahl des Tones der bei den Beobachtungen

gebrauchten Stimmgabel zur Folge haben würde. Nehme ich an dieselbe wäre um ± 10 Schwingungen falsch, so würde das in der Tonlage der Locomotivenpfeife einem Unterschiede von ± 40 Schwingungen entsprechen und würden die berechneten Differenzen der Schwingungszahlen des Tones bei Annäherung und Entfernung dadurch um ± 3 Schwingungen verändert werden. Da die Stimmgabel jedoch mit verschiedenen anderen Stimmgabeln verglichen worden ist und kein merkbarer Unterschied beobachtet werden konnte, dürfte nach den Erfahrungen, wie weit ein geübtes Ohr im Stande ist, geringe Tonunterschiede wahrzunehmen, eine Unsicherheit die $\frac{1}{3}$ des oben angenommenen Werthes beträgt, wohl immer noch zu hoch gegriffen seyn und keinesfalls einen wesentlichen Einfluſs auf das Resultat der obigen Untersuchungen ausüben können.

Es kam mir noch der Gedanke, daſs möglicherweise die Temperatur eine merkbare Veränderung der Schwingungszahl der Stimmgabel hervorbringen könne, und da ich nicht annehmen konnte, daſs die Bestimmung der Schwingungszahl der Gabel bei einer so hohen Temperatur, wie sie bei den Beobachtungen herrschte, ausgeführt worden sey, glaubte ich die kleinen constanten Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung daraus erklären zu können. Versuche, bei welchen ich die Stimmgabel Temperatur-Unterschieden von 60° bis 70° aussetzte, haben mich jedoch überzeugt, daſs eine Veränderung der Schwingungszahl selbst bei einem derartigen Temperatur-Wechsel kaum zu bestimmen ist, bei wenigen Graden daher nicht angebbar seyn dürfte.

Zur Erklärung des constanten Unterschiedes bleibt nur noch die Annahme übrig, daſs die Dampfspannung im Dampfkessel der Locomotive während der Fahrt um Geringes sich vermindert habe, — wodurch — wie ich beobachtete — eine Verminderung der Tonhöhe entstehen kann. In Folge dessen würde der Ton bei Annäherung etwas zu hoch, bei Entfernung etwas zu niedrig gefunden

worden seyn. Dafs diese Verminderung der Tonhöhe während der Fahrt eine überaus geringe gewesen ist, dafür spricht der Umstand, dafs eine Tonveränderung in der Zeit, in welcher die Bestimmungen des Tones ausgeführt wurden, d. i. während einer Minute vor und nach der Passirung der Beobachtungsstation, nicht wahrgenommen werden konnte, auch die einzelnen Bestimmungen der Tonhöhe in dieser Zeit keine Unterschiede zeigten, die bestimmt eine Abnahme mit der Zeit angedeutet hätten. Ferner ist der Dampfdruck, den das Manometer der Locomotive anzeigte, nach den Aussagen des Führers um höchstens ± 2 Pfund veränderlich gewesen (die Locomotive fuhr bei dem ersten Versuche mit 98 Pfund Ueberdruck) und erst bei einer sehr beträchtlichen Druckabnahme entsteht eine merkbare Veränderung des Tones.

Immerhin möchte ich diese Annahme als die einzige ansehen, welche einigermaafsen die constanten Unterschiede zu erklären geeignet ist.

Berlin im März 1876.

V. *Ueber die Dielektricitätsconstanten der Flüssigkeiten; von P. Silow.*

(Zweiter Aufsatz.)

1. Nachdem ich die Dielektricitätsconstante einiger Flüssigkeiten nach einer schon früher von mir beschriebenen[1]) Elektrometermethode bestimmte, hielt ich es nicht für unwichtig, dieselben Messungen noch einmal nach der Condensatormethode zu wiederholen. Das Interesse dieser Versuche war anderseits dadurch erhöht, dafs die flüssigen Isolatoren es besser erlauben, die Theorie des

1) Diese Annalen Bd. 156, S. 389.

Condensators zu verificiren, als es die festen thun. Diese Theorie wird, wie bekannt, unter der Voraussetzung gegeben, dafs die beiden Platten von dem isolirenden Medium ganz umgeben sind; aber diese Bedingung ist für feste Isolatoren unmöglich zu erfüllen. Aufserdem macht man bei der Ausführung der Versuche noch eine Voraussetzung, nämlich, dafs die isolirende Schicht zwischen den Condensatorplatten homogen ist, eine Voraussetzung, welche im Falle fester Isolatoren ebenso wenig anzunehmen ist. Dagegen im Falle eines flüssigen Isolators sind beide Bedingungen leicht zu erfüllen. Freilich wird man auch bei diesen auf die Schwierigkeit stofsen, genügend reine Flüssigkeit zu haben und diese längere Zeit hindurch in einem unveränderlichen Zustande zu unterhalten; davon hing es auch ab, dafs ich nur drei Flüssigkeiten untersucht habe und auch für diese keine gröfsere Zahl einzelner Beobachtungen habe machen können.

Die bessere Uebereinstimmung der von mir gewonnenen Resultate mit dem Maxwell'schen Gesetze als es gewöhnlich bei festen Isolatoren beobachtet ist, erlaubt, wie ich denke, den Schluſs zu ziehen, dafs der Einfluſs der äufseren Theile des Isolators nicht zu vernachlässigen ist; ähnliches zeigen auch die Versuche mit Gasen, welche Boltzmann in letzterer Zeit veröffentlicht hat[1]).

2. Die Methode, nach welcher ich die Capacität des Condensators gemessen habe, ist die von W. Siemens[2]). Die umstehende Figur zeigt die Anordnung der Apparate, deren einzelne Theile die folgenden sind:

a) Condensator C — bestehend aus zwei kreisförmigen vergoldeten Platten, welche mit $1\frac{1}{2}^{mm}$ dicken Stücken von Hartgummi von einander getrennt waren; die untere Platte hatte drei Füfschen, mit welchen sie auf den Boden eines Gefäfses stand; das Innere des Gefäfses war mit Stanniol belegt und zur Erde abgeleitet.

1) Sitzungsber. d. K. Akad. d. W. II. Abh. Bd. 69.
2) Diese Ann. Bd. 102.

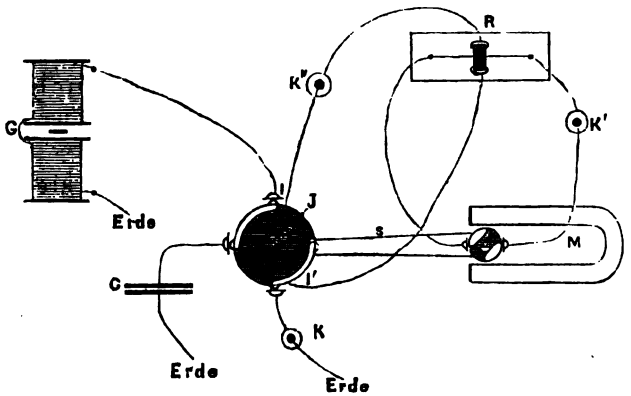
b) Galvanometer *G*; zwei möglichst astasirte Spiegelmagnete waren an einem dünnen $2^{m},5$ langen Silberdraht so aufgehängt, dafs der niedrigste sich zwischen den Rollen befand.

c) Batterie *K* von 175 Kupfer-Wasser-Zink-Elementen und

d) Rotirender Commutator *J*, welcher in einem gewissen Augenblick den Condensator mit der Batterie, in dem Folgenden mit dem Galvanometer in Verbindung setzte.

Der rotirende Commutator, welchen ich im Laufe meiner Beobachtungen benutzt habe, wurde in neuerer Zeit nach den Angaben von Hrn. Prof. Helmholtz gebaut. Die kreisförmige Ebonitplatte *I* (Fig. 3 und 4, Taf. III) ist auf einer leicht beweglichen verticalen metallenen Axe *A A* (Fig. 3, Taf. III) befestigt; auf dieselbe ist eine kupferne Hülse *c* (Fig. 3 und 4, Taf. III) aufgesetzt, aber von der Axe selbst mittelst eines Hartgummicylinders *c'* isolirt; die Hülse ist mit zwei Federn *n*, *n* versehen; diese drücken auf die Schrauben *m*, *m*, welche in leitender Verbindung mit der Axe sich befinden. Eine elektromotorische Maschine *M* (Fig. 1) war von Strom *K'* (zwei bis drei Bun-

Fig. 1.



sen), welcher auch durch das Relais *R* durchging, in Spiel gesetzt; sie brachte mittelst eines Seidenfadens *s* die

Axe des Commutators *I* in Rotation; ein zweiter Strom *K''* (ein Bunsen) ging durch das Relais, die Klemme *l'* (Fig. 4, Taf. III), die Kupferhülse *c*, die Feder *n*, die Schraube *m*, die Axe und die Klemme *l*. Bis die Rotationsgeschwindigkeit ein gewisses Maximum nicht erreicht hat, circulirt sowohl der Strom *K'*, wie auch *K''*; aber im Augenblicke, in welchem die Rotationsgeschwindigkeit eine gewisse Gränze überschritten hat, heben sich die Federn *n* von den Schrauben *m* ab, und somit ist der Strom *K''*, also auch *K'* unterbrochen; in Folge dessen fällt die Geschwindigkeit des Ankers *M* und des Commutators, wonach die Federn *n* wieder in Contact mit den Schrauben *m* kommen und die Rotationsgeschwindigkeit wieder bis zu seinem Maximum steigt usw. Bei jeder Unterbrechung hört man das Relais klappern; so lange dies regelmäfsig geschieht, kann man sicher seyn, dafs der Commutator eine constante Rotationsgeschwindigkeit hat. Um diese zu variiren, sind die Schrauben *m* mehr oder weniger hoch zu stellen.

Was den Commutator, d. h. die Platte *I*, betrifft, so ist sie am Rande mit vier Kupfercylindern versehen, welche paarweise leitend verbunden sind; gegenüber diesen befinden sich Kupferbogen *k'* (Fig. 3, Taf. III), über welchen dünne Drähte gespannt sind; diese Bogen können mit Hülfe der Schrauben *p* der Platte genähert werden, bis die aufgespannten Drähte die Cylinder berühren. Wenn jetzt der Commutator, das Galvanometer und die Batterie mit diesen Bogen (oder mit den Klemmen *t*) verbunden sind, so wird der Condensator erst von der Batterie geladen, und darauf entladet er sich durch das Galvanometer.

Endlich bemerke ich hier, dafs der Uebergang des Stromes *K''* in die Axe, resp. aus ihr mittelst Drähte geschah, welche über Bogen *h*, *h'* (Fig 4, Taf. III) gespannt waren und von denen *h* die Axe, *h'* aber den Kupfercylinder berührte.

3. Nehmen wir an, dafs während einer Versuchreihe, in

gleichen Zeiträumen eine gleiche Zahl von Ladungen (resp. Entladungen) stattfindet, so ist die Ablenkung des Magneten der durch das Galvanometer durchflossenen Elektricitätsmenge, oder der Condensatorcapacität, proportional.

Nennen wir γ und c die Capacitäten des Condensators in der Luft und des Verbindungsdrahtes, so wird die Ablenkung des Magneten

$$\varphi_i = A(\gamma + c);$$

es sey nun D die Dielektricitätsconstante der Flüssigkeit, welche den Condensator umgiebt, dann wird die Ablenkung

$$\varphi_i = A(\gamma D + c)$$

seyn. Aus diesen zwei Gleichungen erhalten wir

$$D = \frac{\varphi_i - \varphi}{\varphi_i - \varphi},$$

wo φ die Ablenkung bedeutet, welche bei der Ladung des Verbindungsdrahtes allein hervorgerufen ist.

Die folgenden Tabellen enthalten die Beobachtungen, welche ich für Terpentinöl, Petroleum und Benzol angestellt habe, dabei bemerke ich, dafs das Terpentinöl dasselbe ist, welches ich schon früher untersucht habe [1]) und damals als „Terpentinöl II“ bezeichnete.

Terpentinöl.

Zahl der Elemente	Rotations-Geschw.	φ_i	φ_i	φ	D
100	400	57,45	36,16	18,15	2,182
100	400	58,81	37,06	18,14	2,149
100	920	124,3	60,50	5,29	2,155
150	460	109,7	61,38	19,67	2,158
150	460	92,93	45,43	3,64	2,136
190	350	110,5	54,63	3,91	2,104
190	350	112,7	52,48	1,74	2,187
				Mittel	= 2,153

1) Diese Ann. Bd. 156.

Petroleum I.

Zahl der Elemente	Rotations-Geschw.	φ_i	φ_l	φ	D
75	735	62,64	31,49	2,01	2,056
100	735	81,50	40,20	2,76	2,103
100	735	86,71	44,02	3,37	2,050
100	735	87,71	43,36	2,68	2,090
100	735	90,23	45,58	3,36	2,057
				Mittel	= 2,071

Benzol (kryst.)

Zahl der Elemente	Rotations-Geschw.	φ_i	φ_l	φ	D
100	735	108,1	50,16	1,18	2,183
100	735	106,9	48,01	1,42	2,264
100	420	62,23	30,09	2,21	2,153
100	420	62,05	29,66	1,82	2,163
100	420	59,78	28,58	0,92	2,128
100	420	69,94	32,31	2,08	2,245
100	450	70,34	32,27	1,85	2,251
				Mittel	= 2,198

In der zweiten Columne sind hier die zugehörigen Geschwindigkeiten des rotirenden Commutators in willkürlichen Einheiten angegeben; diese Zahlen können wenigstens annäherungsweise die Dauer der Ladung des Condensators zeigen. Endlich sind in den ersten Columnen die Gröfsen der elektrisirenden Kräfte angegeben.

Die oben angeführten Resultate scheinen nachzuweisen, dafs die Dielektricitätsconstanten der Flüssigkeiten von der Ladungsdauer, wie auch von der Gröfse der elektrisirenden Kraft unabhängig sind. Was den letzten Umstand betrifft, so habe ich folgende directe Versuche gemacht. Ich maafs die Capacität $X_n + x_n$ des Condensators in Luft (zusammen mit dem Verbindungsdraht), während er mit $1 + 2 + \ldots + n$ Theilen der Batterie geladen wurde, und hierauf berechnete ich die Verhältnisse

$$s_n = \frac{X_{n+1} + x_{n+1}}{X_n + x_n};$$

dann bestimmte ich die Capacität desselben Condensators in Benzol, d. h. die Gröfse $DX_n + x_n$ und endlich die Capacität des Verbindungsdrahtes, nämlich x_7, woraus ich mittelst s_n alle x_n und auch DX_n bestimmen konnte. Nun kann man dieselben Gröfsen aus DX_7 und s_n berechnen; und unter der Voraussetzung, dafs D von der Gröfse der elektrisirenden Kraft unabhängig ist, müssen die berechneten Werthe von DX_n mit dem beobachteten zusammenstimmen. Ich lasse die Resultate dieser Versuche folgen:

n	$X_n + x_n$	x_n	$X_n D + x_n$ beobachtet	$X_n D + x_n$ berechnet
7	69,80	5,09	146,3	—
6	60,78	4,43	128,4	127,5
5	52,82	3,35	110,6	110,8
4	42,59	3,18	90,53	91,41
3	32,98	2,40	69,21	69,16
2	22,23	1,62	46,29	46,62
1	10,72	0,78	21,83	22,40

4. Ehe ich zur Prüfung des Maxwell'schen Gesetzes übergehe, will ich die Resultate eines Elektrometerversuches für Petroleum anführen. Dabei wäre zu bemerken, dafs die Ablenkungen in Luft alle gleicher Ordnung waren, wenn ich mich so ausdrücken kann und darum bedurften sie keiner Correction; wohl aber müfsten die Ablenkungen in Petroleum corrigirt werden, weil diese etwa doppelt so grofs als die Erstgenannten waren und defswegen nicht unmittelbar mit ihnen verglichen werden durften.

Petroleum II.

φ_e	φ_i	φ'_i	D
28,00	55,40	56,32	2,011
23,17	46,20	46,97	2,027
26,38	54,10	54,91	2,086
25,23	49,95	50,69	2,009
24,70	49,35	50,07	2,027
22,32	44,35	45,01	2,061

Mittel = 2,037

Dieselben Elektrometerversuche wollte ich für Benzol anstellen, sie scheiterten aber an den starken Strömungen im Inneren der Flüssigkeit, welche gewifs durch die grofse Flüssigkeit des Benzols zu erklären ist.

Jetzt führe ich die Beobachtungsexponenten der untersuchten Flüssigkeiten für verschiedene Fraunhofer'sche Linien an; unter λ sind die von Ångström bestimmten Werthe der Wellenlängen angegeben; nur der Werth für Li ist von Ketteler bestimmt.

F. L.	λ	Benzol	Terpentin	Petr. I.	Petr. II.
H	4340	1,516			
F	4860	1,510			
D	5892	1,503	1,475	1,436	1,443
Li	6706	1,499	1,471	1,433	1,441

Zum Schlusse stelle ich die Resultate aller meiner Versuche in einer Tabelle zusammen. Die erste Columne enthält die Quadratwurzeln der Dielektricitätsconstanten von Terpentinöl und Petroleum, wie dieselben aus Elektrometerversuchen sich ergeben; die zweite Columne enthält dieselben Gröfsen, nach der Condensatormethode bestimmt, und endlich in der dritten sind die Brechungsexponenten derselben Flüssigkeit für unendliche Wellenlängen angegeben.

	$\sqrt{D}$ 1. Meth.	$\sqrt{D}$ 2. Meth.	Brech.-Exp. für $\lambda = \infty$
Terpentinöl . . .	1,473	1,468	1,461
Benzol		1,483	1,482
Petroleum I . .		1,439	1,422
Petroleum II . .	1,428		1,431

Berlin, März 1876.

VI. *Ueber Interferenzstreifen, welche durch zwei getrübte Flächen erzeugt werden;*

von Dr. Karl Exner,

Professor am k. k. Realgymnasium in der Rossau.

(Aus Bd. LXXII d. Wien. Bericht. im Auszuge mitgetheilt vom Verfasser.)

Die Interferenzstreifen, welche das Bild eines Lichtpunktes in einem bestäubten Spiegel umgeben, gehören zu einer Classe von Interferenzerscheinungen, welche dadurch hervorgebracht werden, daſs die Lichtstrahlen eine Staubschicht (oder eine auf andere Weise getrübte Fläche) durchsetzen, von einem Spiegel reflectirt werden und durch dieselbe Staubfläche zurückkehren. Babinet hat der Idee Ausdruck gegeben, diese Phänomene mit Hinweglassung des Spiegels durch zwei Staubflächen zu erzeugen, welche von den Lichtstrahlen nacheinander durchsetzt werden [1]). Er lieſs demnach die Lichtstrahlen durch eine Glasplatte treten, welche an beiden Flächen getrübt war. Dieser Versuch, welcher von mehreren Physikern wiederholt wurde, ergab ein negatives Resultat [2]). Die Ursache des

1) *Sur les couleurs les doubles surfaces à distance, C. R. VII,* 694. Pogg. Ann. (1839) Bd. 46, S. 472.

2) Zwar giebt Babinet an, ein positives Resultat erhalten zu haben, doch wird dies widerlegt durch spätere Wiederholungen des von B. angestellten Versuches. So sagt Stokes (Pogg. Ann. 1853), er habe nicht die geringste Spur des Phänomens wahrgenommen; dasselbe Resultat erhielt ich selbst. Ich will mich im Uebrigen damit begnügen, anzuführen, was Verdet (*Leçons d'Optique Physique I.*, *p.* 239) hierüber sagt: „*Une seconde expérience, qui prouve également qu'il ne peut y avoir interférence entre des rayons qui ont été diffusés en des points différents, consiste à faire tomber un faisceau lumineux sur une lame de verre à faces parallèles, dépolie sur ses deux faces, et à constater qu'il ne se produit aucun phénomène d'interférences sur un écran placé derrière cette lame, bien qu'il y ait sur cet écran rencontre entre les rayons diffusés à la première et à la seconde face. Si quelques physiciens, et entre autres M. Babinet, ont aperçu des anneaux colorés dans les conditions, que nous venons d'indiquer, c'est que, pour donner aux deux faces de la lame un pouvoir diffusif considérable*

Mifslingens des Versuches lag nach meiner Ansicht in dem Umstande, dafs die zweite Staubfläche in ihrer geometrischen Zusammensetzung sich zu der ersten nicht wie ein Spiegelbild verhielt, vielmehr ohne jede Beziehung zu derselben erzeugt wurde. Ich nahm daher den Versuch wieder auf und erhielt bei entsprechender Abänderung desselben das gesuchte Phänomen.

Ich verfertigte ein vergröfsertes Bild einer Bestäubung, sehr zahlreiche weifse Fleckchen in unregelmäfsiger Vertheilung auf schwarzem Grunde. Dieses wurde zweimal in ganz gleicher Weise verkleinert auf Glas negativ photographirt, so dafs jede der beiden Glasplatten mit sehr zahlreichen, mit freiem Auge eben noch wahrnehmbaren, undurchsichtigen Pünktchen unregelmäfsig bedeckt war, Gestalt und Lage der Pünktchen aber auf beiden Platten genau übereinstimmten. Die so erzeugten künstlichen Staubflächen wurden unter einem Abstande von einigen Millimetern so in parallele Lage gebracht, dafs die Abstände der homologen Pünktchen parallel und nahe senkrecht zur Richtung der Platten waren. Die Richtigkeit der Einstellung kann man daran erkennen, dafs die Pünktchen sich radial zum Spiegelbild der Pupille anzuordnen scheinen, ein Phänomen der Perspective, welches man auch an bestäubten Spiegeln wahrnimmt. Indem ich die Doppelplatte vor mein Auge brachte und nach einer Kerzenflamme blickte, erschien dieselbe umgeben von hellen, gekrümmten Streifen, deren mittelster und hellster durch das Bild der Flamme ging. Bei geänderter Neigung der Platte änderten sich Breite und Krümmung der Streifen. Dieselben wurden ringförmig beim senkrechten Durchgange der Strahlen.

Die Erklärung des Phänomens ergiebt sich aus einer meiner früheren Abhandlungen [1]). Dasselbe entsteht durch

ils les avaient recouvertes d'une poussière à grains réguliers et égaux, comme la pondre de lycopode, et qu'il se produisait alors des phénomènes de diffraction complétement distincts de ceux qui nous occupent en ce moment."

1) Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaften, 1875.

Interferenz der beim Durchgange des Lichtes durch die beiden Staubflächen gebeugten Strahlen.

Das Resultat dieser Interferenz wird leicht erhalten, wenn man von dem Principe Babinet's[1]) Gebrauch macht, welches gestattet, an die Stelle der opaken Körperchen gleichgestaltete Beugungsöffnungen zu setzen. Betrachtet man zunächst das Phänomen, welches durch eine einzige Oeffnung *a*, einer der Platten erzeugt wird, so wird dasselbe ein System dunkler Streifen enthalten, welches durch die Gestalt der Oeffnung bestimmt ist. Durch die der Oeffnung *a* entsprechende Oeffnung, *b*, der anderen Platte wird dasselbe Phänomen noch einmal erzeugt, und durch die Interferenz beider Phänomene entsteht ein zweites System dunkler Streifen, welches durch die Lage der Oeffnungen *a* und *b* bestimmt ist. Betrachtet man sämmtliche, durch die einzelnen Paare erzeugte Phänomene, so werden die dunklen Streifen der zweiten Gattung überall dieselbe Lage haben, entsprechend der constanten Lage der Paare, und werden daher auch im Gesammtphänomen auftreten. Die dunklen Streifen der ersten Gattung jedoch werden in jedem der Phänomene eine andere Lage haben, entsprechend der variablen Gestalt der Partikelchen, und daher im Gesammtphänomene verschwinden. Auch werden die Phänomene durch ihre Interferenz kein neues System dunkler Streifen erzeugen wegen der grofsen Zahl und unregelmäfsigen Anordnung der Paare. Das Resultat der Interferenz sämmtlicher, beim Durchgange des Lichtes durch die beiden Staubflächen gebeugter Strahlen ist also ein System abwechselnd heller und dunkler Streifen, deren Lage sich durch eine einfache Rechnung finden läfst.

Ist die Lichtquelle in unendlicher Entfernung, das Auge unendlich weitsichtig, ist *e* die Entfernung zweier

1) Ersetzt man die offenen Stellen eines beliebigen Beugungsgitters durch gedeckte Stellen und die gedeckten durch offene, so geben beide Beugungsgitter dasselbe Phänomen. Dieses Princip ergiebt sich als eine unmittelbare Folge der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes.

homologer Partikelchen, a, b, α der Winkel der directen Lichtstrahlen mit ab, φ der Winkel, der in irgend einer Richtung gebeugten Lichtstrahlen mit ab, so ist die Wegdifferenz der von a und b kommenden gebeugten Strahlen $= e(\cos\alpha - \cos\varphi)$. Sind α und φ kleine Winkel, so geht dieser Ausdruck näherungsweise über in $\frac{1}{2}e(\varphi^2 - \alpha^2)$, woraus sich für die dunklen Streifen der folgende Werth für φ ergiebt:

$$\varphi^2 = \alpha^2 + \frac{(2\varkappa + 1)\lambda}{e},$$

wo $\varkappa$ eine ganze, positive oder negative Zahl bedeutet. Da die Gröfse rechts vom Gleichheitszeichen constant ist, so gehören die Streifen concentrischen Kreisen an, mit dem Mittelpunkte auf der Richtung ab [1]). Auch geht aus dieser Formel hervor, dafs die Lichtquelle von einem hellen Streifen durchschnitten wird. Für die Streifenbreite erhält man aus der letzten Formel näherungsweise: $\Delta\varphi = \lambda : e\varphi$, so dafs die Streifenbreite mit wachsendem Radius abnimmt, und speciell für jene Streifen, welche nahe am Bilde der Lichtquelle vorbeigehen, also am sicht-

1) Diefs ist das Gesetz, nach welchem die Ringe gebildet sind, welche Newton mit einem Spiegel erzeugte. Liegt aber das Auge, A, nicht mehr an der Platte, und ist der Lichtpunkt, B, nicht mehr in unendlicher Entfernung, sind auch A', B' die Projectionen von A, B auf die Platte, S der Punkt der Platte, in welchem das Auge den Lichtpunkt sieht, so ist die Wegdifferenz der gebeugten Lichtstrahlen, welche von irgend einem Punkte der Platte kommen, immer noch $= e.(\cos\alpha - \cos\varphi)$, wo jedoch α nicht mehr constant ist. Für den achromatischen Streifen des Phänomens, welcher durch das Bild der Lichtquelle geht, ist diese Wegdifferenz $= 0$, woraus folgt: $\alpha = \varphi$. Ist also S' irgend ein Punkt des achromatischen Streifens auf der Platte, so hat man: $A'S' : B'S' = AA' : BB'$. Construirt man daher auf der Platte zu den drei Punkten A', S', B' den vierten, dem Punkte S zugehörigen, harmonischen Punkt, T, so ist ST ein Durchmesser des Kreises, welcher vom achromatischen Streifen des Phänomens gebildet wird. Diesem selben Gesetze unterliegen, wie zuerst Schläfli (Ueber eine durch zerstreutes Licht bewirkte Interferenzerscheinung, Grunert, XIII) gezeigt hat, auch die Quetelet'schen Interferenzstreifen.

barsten sind, $\Delta\varphi = \lambda : \tau$, wo τ die Distanz der Partikelchen ab, senkrecht zur Richtung der directen Lichtstrahlen genommen, bedeutet. Dieser letzte Ausdruck stimmt genau mit jenem Ausdrucke überein, welchen man für die Breite der Streifen erhält, welche durch zwei gleiche, durch einen Abstand τ getrennte, Beugungsöffnungen erhält. Beispielsweise ist für $\lambda = 0{,}0006$ Mm. und $\tau = 0{,}1$ Mm. $\Delta\varphi = 21$ Minuten.

Die Streifen des Phänomens unterscheiden sich also nicht wesentlich von jenen geradlinigen Streifen, welche durch zwei nebeneinander liegende Beugungsöffnungen hervorgebracht werden. Die Krümmung der ersteren Streifen rührt her von der Verschiebung eines der beiden Partikelchen auf der Richtung der directen Lichtstrahlen, und kann an den letzteren durch eine solche Verschiebung bewirkt werden. Ein Stanniolblatt, in welchem mit einer Stecknadel zwei Oeffnungen angebracht worden waren, zeigte vor dem Objectiv eines Fernrohres die bekannten geradlinigen Streifen senkrecht zur Verbindungslinie der Oeffnungen. Es wurde hierauf das Stanniolblatt in zwei Theile zerschnitten, deren jeder eine der Oeffnungen enthielt, ein Theil in seiner Lage gelassen, der andere Theil in der Richtung der Lichtstrahlen um ungefähr 25 Ctm. verschoben. Hierbei änderte sich die Breite der Streifen nicht merklich, doch krümmten sich dieselben um etwa einen rechten Winkel.

VII. *Bemerkung zu Hrn. L. Sohncke's Aufsatz „Ueber Aetzfiguren an Steinsalzwürfeln etc.“;* *von Franz Exner,*

Docenten der Physik in Wien.

Ich finde in diesen Annalen Bd. 157, S. 329 von Hrn. Prof. Sohncke meine Abhandlung „Lösungsfiguren an Krystallflächen“ [1]) citirt und die Meinung ausgesprochen, dafs die Methode, die ich zur Herstellung der Lösungsfiguren verwendete und die darin bestand, dafs ich gegen einen Punkt der zu untersuchenden Krystallfläche einen Strahl des Lösungsmittels senkrecht wirken liefs, nicht geeignet sey die zuerst von Leydolt angeregte Untersuchung der Aetzfiguren an Krystallen fortzusetzen. Ich mufs diesem bezüglich der Ansicht des Hrn. Sohncke vollkommen beipflichten, mit dem Bemerken jedoch, dafs es mir auch niemals beigefallen wäre diese Methode zur Herstellung der Leydolt'schen Aetzfiguren verwenden zu wollen. Aus meiner Abhandlung über die Lösungsfiguren geht zur Genüge hervor, dafs ich dieselben für nichts weniger als identisch halte mit Leydolt's Aetzfiguren und dafs aus den letzteren sich kein Schlufs ziehen lasse über die Löslichkeit in den verschiedenen Richtungen einer Krystallfläche; die Frage aber, zu deren Lösung ich mich der besprochenen Methode bediente, war die: ist die Löslichkeit in den verschiedenen Richtungen einer Krystallfläche bedingt durch die Spaltbarkeit oder durch die krystallographische Werthigkeit der verschiedenen Richtungen? Ich habe nämlich in einer früheren Arbeit über die Härte an Krystallen gezeigt, dafs die Härte in den verschiedenen Richtungen einer Fläche nur bedingt ist durch die Spaltbarkeit und nicht durch die krystallographische Werthigkeit; eine Discussion dieser Frage in Bezug auf die Löslichkeit liefs also immerhin interessante

1) Diese Ann. Bd. 153, S. 53.

Resultate erwarten. Die erhaltenen Lösungsfiguren — namentlich an Krystallen ohne Spaltbarkeit wie chlorsaures Natron und unterschwefelsaures Blei — haben nun zur Evidenz gezeigt, dafs die Löslichkeit nach verschiedenen Richtungen von ganz anderen Ursachen bedingt ist als die Härte, dafs z. B. mit dem Wegfall der Spaltbarkeit der Unterschied in der Löslichkeit verschiedener Richtungen keineswegs verschwindet.

Es ist demnach durch die in Rede stehende Methode die gestellte Aufgabe vollkommen gelöst und zwar ohne jede Bezugnahme auf die Existenz der Aetzfiguren, von deren Kenntnifs man überdiefs solange wenig Aufschlufs über die Natur der Krystalle erwarten darf, solange man keinen Einblick in den Vorgang ihrer Entstehung hat.

Ich glaube hiermit klar gelegt zu haben, dafs von einer Brauchbarkeit meiner Methode zur Erforschung der Aetzfiguren nicht die Rede seyn kann, da dieselbe überhaupt etwas ganz anderes bezweckt.

Wien, 28. Mai 1876.

VIII. *Ueber anomale Angaben des Goldblattelektroskops; von W. Beetz.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den Münchener Berichten.)

Dasjenige Goldblattelektroskop, welches in den physikalischen Cabineten allein noch angewandt zu werden pflegt, ist das Kugelelektroskop [1]). Für die meisten feineren Untersuchungen ist dasselbe zwar durch das Säulenelektroskop fast ganz verdrängt und zur Demonstration in den Vorlesungen eignet es sich seiner kleinen Dimensionen wegen auch nicht besonders; (ich bediene mich statt seiner für diesen Zweck stets des sehr empfindlichen und weithin

1) P. Riefs, die Lehre von der Reibungselektricität, 1853, I., S. 60.

sichtbaren Bifilarelektroskops[1]); immerhin ist aber das Goldblattelektroskop noch vielfach in Anwendung, z. B. wenn man untersuchen will, ob ein Körper ein Leiter der Elektricität sey, oder nicht.

Soll ein solches Elektroskop geladen werden, so läfst man die auf der Oberfläche eines geriebenen Körpers vorhandene Elektricität in der Regel nur durch Influenz auf den Leiter des Elektroskops wirken; unter Umständen theilt man diesem auch direct durch Berührung Elektricität mit, z. B. wenn man die Anwendung des Elektroskops zeigen will, ehe man die Lehre von der Influenz erläutert hat. In einem solchen Falle fand Hr. Forster[2]), dafs das Elektroskop, wenn es durch Berührung mit einem stark negativ elektrischen Körper geladen worden war, eine positive Ladung angenommen hatte. Die Erklärung, welche derselbe von dieser sonderbaren Erscheinung giebt, ist folgende: „Nähert man dem Knopf des Elektroskops die stark negativ elektrische Stange, so findet Vertheilung der Elektricitäten im Elektroskop statt. Die + E. strömt in den Knopf, in welchem sie durch die — E. der Stange gebunden wird; die — E. strömt in die Blättchen, welche unter ihrem Einflusse divergiren. Unter dem Einflusse der Stange strömt — E. aus dem Elektroskop ab, während im Knopf sich immer mehr + E. sammelt und gebunden wird. Im Momente des Berührens von Stange und Knopf giebt die Stange diejenige Menge — E., welche an der Berührungsstelle vorhanden ist, an den Knopf ab und neutralisirt in demselben eine entsprechende Menge + E. Da aber die mit dem Knopfe nicht in unmittelbarer Berührung befindlichen Theile der Stange ihre — E. nicht abgeben, so wird dieser Ueberschufs von — E. die angedeutete Vertheilung und Bindung fortsetzen, in Folge dessen sich im Knopfe viel mehr gebundene + E. als in den Blättchen freie — E. ansammelt, weil ein *fortwährender Verlust an* — E. des Elektroskops stattfindet.“

1) W. Beetz, Bifilarelektroskop, Carl. Rep. IX, S. 182.
2) Pogg. Ann. Bd. CXLIV, S. 439. 1871.

Diese Erklärung ist ohne Frage richtig, nur läfst sie einen Umstand unerörtert, nämlich den: wohin strömt die — E. aus dem Elektroskop unter dem Einflufs der — E. der Stange? Diefs wird sofort klar, wenn man nicht nur die eine beschriebene Thatsache betrachtet, sondern die ganze Reihe der abnormen Erscheinungen, welche das Elektroskop zeigt.

Ich stellte meine Versuche mit verschiedenen Elektroskopen und verschiedenen Elektricitätsquellen an, will aber in der Folge immer von ein und demselben Elektroskop, einem Kugelelektroskop von Schubert in Gent mit Aluminiumblättchen, und immer von ein und derselben Elektricitätsquelle, einer mit Katzenfell geriebenen Siegellackstange reden.

1) *Nähert* man die Stange dem Knopfe des Elektroskops, ohne denselben zu berühren, so divergiren die Blättchen und zwar zeigen sie nach Entfernung der Stange, wenn die Annäherung einige Secunden gedauert hatte oder die Stange langsam über den Knopf hingeführt worden war, *positive* Elektricität. (Auch diefs hat Hr. Forster schon beobachtet.) Ueberläfst man nun das Elektroskop sich selbst, so fallen die Blättchen langsam zusammen. Berührt man aber den Knopf, so lange die Divergenz noch dauert, einen Moment leitend, so fallen die Blättchen plötzlich zusammen, allmählich aber gehen sie wieder auseinander und zwar mit *negativer* Elektricität. Dieser Vorgang zeigt, wohin die — E. aus dem Elektroskop geströmt ist: nämlich auf die innere Glasfläche. Sobald die — e. Stange dem Knopfe genähert wird, strömt — E. aus den Blättchen auf die Glasfläche; im Knopfe bleibt aber + E. Entfernt man die Stange, so divergiren die Blättchen mit + E., saugen aber langsam die — E. von der Glasfläche wieder ein und der Versuch ist zu Ende. Berührt man aber sofort den Knopf des mit + E. geladenen Elektroskops, so wird diese abgeleitet, die unelektrisch gewordenen Blättchen saugen aber ebenfalls die — E. von der Glasfläche wieder ein und divergiren mit derselben.

Haben sie das Maximum der Divergenz erreicht und man berührt den Knopf, so wird das Elektroskop entladen.

2) *Berührt* man den Knopf mit der Stange und entfernt diese dann, so divergiren die Blättchen heftig mit *positiver* Elektricität; die Divergenz verliert sich nur schwer. Berührt man den Knopf, so bleibt die Divergenz mit *positiver* Elektricität bestehen. Sehr allmählich nimmt sie ab; berührt man unterdeſs wieder den Knopf, so nimmt sie sogar wieder zu und nur sehr schwer nimmt das Elektroskop seinen völlig unelektrischen Zustand wieder an. Die Erklärung dieser auffallenden Erscheinung ist folgende: Beim Berühren des Knopfes mit dem stark — e. Körper wird das Elektroskop ganz in der von Hrn. Forster angegebenen Weise mit + E. geladen. Hat man statt der geriebenen Siegellackstange eine geriebene Ebonitplatte genommen, so sieht man beim Aufstreuen eines Gemisches von Schwefel- und Mennigepulver eine positive Staubfigur an der Stelle entstehen, an welcher der Funke zwischen dem Knopf und der Platte übergegangen ist. Nach dieser Richtung entweicht also, wie sich von selbst versteht, + E. aus dem Knopfe; aber die — E., durch deren Austritt die + e. Ladung des Elektroskops allein erklärt werden kann, ist in groſser Menge auf die Glasfläche übergetreten. Berührt man den Knopf, so leitet man die + E. nicht ab, weil sie zu stark durch jene, auf der Glasplatte ausgebreitete — E. gebunden ist. Fallen die Blättchen langsam zusammen, und man berührt den Knopf wieder, so ist immer noch — E. genug auf dem Glase vorhanden, um durch Influenz bedeutende Mengen von + E. in den Blättchen festzuhalten. Man nimmt also durch Berührung nur die in die Blättchen zurückgekehrte und nicht gebundene — E., aber nicht die + E. fort. Nur langsam kann die groſse Menge der auf dem Glase haftenden Elektricität ihren Ausweg durch die Blättchen finden.

Alle beschriebenen Erscheinungen setzen gar nicht etwa sehr kräftige Elektricitätsquellen voraus; man kann dieselben auch mit einem an einem Kautschuktuch oder an Amalgam geriebenen Glasstabe leicht hervorrufen. Wohl aber ist die Länge der Blättchen nicht gleichgültig: mit etwas längeren Blättchen treten alle Erscheinungen stärker auf; selbstverständlich dürfen dieselben unter keinen Umständen bis an die Kugelwände reichen.

Wenn nach diesen Angaben das Elektroskop geradezu eins der unbrauchbarsten physikalischen Instrumente zu werden scheint, so ist dieſs nur deshalb der Fall, weil man eine höchst einfache Zugabe zum Elektroskop, welche Hr. Rieſs in der oben angegebenen Beschreibung desselben ganz klar angegeben und abgebildet hat, als ganz überflüssig unbeachtet gelassen hat: das ist die Stanniolbekleidung auf der Aufsenseite der Glaskugel, welche den Messinghals des Instrumentes mit dessen Fufsgestell leitend verbindet. Die älteren Elektroskope von Cavallo, Volta, Bennot trugen solche Stanniolbelege an der Innenseite des Glasgefäſses, um die etwa zu stark divergirenden Pendel zu entladen, wenn sie an die Gefäſswände anschlagen. Am Kugelelektroskop sind die Belege aufsen angebracht; hierdurch sind zunächst die störenden Einflüsse vermieden, welche durch jede noch so leichte Reibung der den Blättchen gegenüberstehenden Glaswände entstehen müssen, dann aber wird auch die aus den Blättchen auf die Innenseite der Glaswände überströmende Elektricität sofort gröſstentheils gebunden. Der geringe ungebunden bleibende Ueberschufs, im betrachteten Falle — E., reicht deshalb nicht hin, um eine erhebliche Menge + E. in den Blättchen festzuhalten, und deshalb divergiren dieselben selbst nach der Berührung mit dem — e. Körper niemals mit + E., sondern, wie man es immer erwartet hat, mit — E. Berührt man den Knopf des Elektroskops, während die Blättchen divergiren, so erfolgt in der That eine Entladung und ebenso kann man das nicht mit Stanniolbelegen versehene Elektroskop scheinbar vollständig

entladen, wenn man die untere Kugelhälfte mit einer Hand bedeckt, während man mit der anderen den Knopf berührt. Aber eine solche Entladung trifft noch nicht die Glaskugel, in welcher vielmehr beide Elektricitäten wie in einer Leydener Flasche festgehalten sind, so daſs je nach zufälligen Umständen doch noch Störungen in den normalen Angaben des Elektroskops stattfinden können. Ebenso wirkt jeder noch so schwach leitende Ueberzug auf der äuſseren Glasfläche, z. B. Feuchtigkeit, bindend auf die innen haftende Elektricität; die oben beschriebenen Vorgänge finden deshalb am reinsten statt, wenn man die äuſsere Glasfläche zuvor mit Alkohol sauber abgeputzt und bis zum Ablaufen des Beschlages mit einer Flamme erwärmt hat. Wäscht man dagegen das Glas mit Alkohol ab, ohne es zu erwärmen, und stellt sogleich die Versuche an, so ladet sich oft das Elektroskop beim Berühren mit der Siegellackstange negativ, weil die durch die Verdunstung des Alkohols entstandene Kälte die Bildung eines wässrigen Niederschlages auf der Glasfläche veranlaſst hat.

Jedenfalls zeigen die vorstehenden Mittheilungen, daſs das Glas überhaupt der unzweckmäſsigste Körper ist, aus dem man das Gehäuse eines Elektroskops hat herstellen können. In der That hat man an anderen elektrischen Beobachtungs- und Meſsapparaten dasselbe schon lange durch Metall ersetzt: so z. B. R. Kohlrausch an seinem Torsions- und Sinuselektrometer, Thomson an seinem Quadrantelektrometer. Ich habe ein Elektroskop construiren lassen, dessen Gehäuse ein horizontalliegendes, von Metallfüſsen getragenes Messingrohr von 12 Cm. Durchmesser und 8 Cm. Länge ist. Seine Endflächen sind durch verticale Glasplatten geschlossen, denen parallel die Ebene liegt, in welcher die Aluminiumblättchen divergiren. An einem solchen Elektroskop bilden sich nirgends störende Rückstände; man kann alle seine Theile ganz vollständig entladen, indem man Knopf und Gehäuse leitend mit einander verbindet; auſserdem eignet es sich für objective Projection besser, als das Kugelelektroskop. Durch lange

dauernde Annäherung eines — e. Körpers nehmen die Blättchen wohl auch in diesem Elektroskop eine geringe + E. an, während die zugehörige — E. abgeleitet wird, beim Berühren überwiegt aber sofort die mitgetheilte — E., über die durch Influenz erzeugte + E., weil diese nicht mehr durch eine gegenüberstehende — E. festgehalten wird. Die sonst vorhandene Quelle des Irrthums ist also vermieden.

Endlich hat dieses Mantelelektroskop noch die vortreffliche Eigenschaft, daſs man es durch denselben elektrischen Körper durch Influenz nach Belieben positiv oder negativ laden kann. Ist der elektrische Körper wieder die geriebene Siegellackstange, so geschieht die positive Ladung wie immer. Will man aber das Elektroskop negativ laden, so stellt man es auf eine Ebonitplatte, nähert die Siegellackstange dem Knopf, berührt mit dem Finger das Gehäuse, entfernt dann den Finger und darauf die Siegellackstange. Die Blättchen hängen jetzt neutral herab, wie wenn in ihrer Nähe gar kein elektrischer Körper wäre; in der That aber befinden sie sich im Innern des durch Influenz positiv-elektrisch gemachten Cylinders. Berührt man daher jetzt den Knopf des Elektroskops leitend, so entzieht man demselben + E., während die Blättchen sofort mit — E. divergiren.

Das Mantelelektroskop vermeidet also die Fehlerquellen der bisher gebräuchlichen Apparate und gestattet auſserdem eine weitere Anwendbarkeit, als jene.

IX. *Ueber neue Calcium-Linien; von Hrn. Lockyer.*

(*Compt. rend. LXXXII, p.* 660.)

Ich bin ziemlich vorgeschritten in der Zeichnung einer Karte des Sonnenspectrums, welche den vierfachen Maafsstab der Ängström'schen haben soll, und habe angefangen mit der Region, über welche neuerdings Hr. Cornu eine bewundernswerthe Karte veröffentlicht hat. Wie ich glaube schon gesagt zu haben, besteht mein System darin, dafs ich, um die Sonnen-Elemente zu bestimmen, das Sonnenspectrum und das Spectrum der verschiedenen chemischen Elemente auf einer und derselben Platte photographire. Ich habe diefs schon für eine grofse Anzahl von Elementen und unter mannigfaltigen Bedingungen des Druckes ausgeführt. Einer der bemerkenswerthesten Umstände ist folgender.

Wenn wir z. B. Chlorcalcium in schwachem Grade dissociiren, erhalten wir eine Chlorcalciumlinie, welche im Blau liegt, und ein fast vollständiges Spectrum vom nicht dissociirten Chlorid. In dem Maafse als die Dissociation des Chlorides vorrückt, wird die Linie im Blau, welche die wahre Calciumlinie ist, glänzender, und das Spectrum des Chlorids verschwindet allmählich. Ich nehme an, der Versuch werde in niederer Temperatur gemacht. Wenn wir nun einen elektrischen Bogen anwenden, erhalten wir diese Linie in dem Blau aufserordentlich entwickelt, und zugleich in dem Violet zwei neue Linien, welche die Lage der beiden Linien *H* im Sonnenspectrum einnehmen. Merkwürdig ist, dafs die Linie in dem Blau viel dicker und viel glänzender ist als die beiden Linien im Violet, wenn wir z. B. den von 30 Grove'schen Elementen erzeugten elektrischen Bogen anwenden, während der blaue Strich in der Sonne sehr schwach repräsentirt ist und die beiden violetten Linien die dicksten von allen

im Sonnenspectrum sind. Zwischen der von uns erzeugten Temperatur und der der Sonne herrschte also genau ein Unterschied, welcher in Bezug auf das Calciumspectrum der wäre, welcher für das Spectrum des Calciumchlorids die verschiedenen von uns erzeugten Temperaturen sind.

Um diese Thatsache zu prüfen, habe ich neuerdings eine Reihe von Versuchen über das Calcium angestellt, wobei ich anfangs eine kleine Batterie und eine kleine Drahtrolle anwandte, späterhin eine grofse Batterie und eine grofse Drahtrolle, und um die Thatsache aufser allen Zweifel zu setzen, habe ich die Resultate photographirt. Mit der kleinen Drahtrolle konnte ich eine Photographie erlangen, die nur die Linie in dem Blau enthielt, ohne Spur von der Linie im Violet, während ich mit der grofsen Batterie und der grofsen Drahtrolle eine Photographie bekam, welche die Linien im Violet, ohne Spur von der im Blau enthielt; durch Veränderung der Oberfläche der Batterie konnte ich ein Spectrum erhalten, ähnlich dem Absorptionsspectrum des Calciums in der Sonne.

Diese Resultate stimmen mit denen der Dissociation eines Calciumsalzes so vollkommen überein, dafs ich gefragt habe, ob wir hier nicht den Fall einer Dissociation des Calciums selbst vor uns haben. Natürlich kann man für jetzt nicht bestimmen, ob wir eine mehr untere Moleculargruppe von Calcium vor uns haben oder ob das Calcium selbst eine Verbindung von zwei, wenn man sich so ausdrücken darf, besonderen Sub-Elementen ist. Es scheint, dafs wir die Lösung dieser Aufgabe nicht anders vornehmen können, als durch Photographien der Linien des Calciums (H_1, H_2) in den verschiedenen Sternen. Finden wir, dafs sie immer dieselbe Dicke und dieselbe relative Intensität besitzen, so haben wir grofse Voraussetzung, dafs wir eine Zersetzung des Calciums vor uns haben, oder, mit anderen Worten, dafs wir festgestellt haben, ein Spectrum mit Linien sey ein Spectrum der verschiedenen Moleculargruppen. Fänden wir andererseits,

dafs Dicke und Intensität dieser Linien variiren, so würde es schwierig seyn das Phänomen zu erklären, wenigstens wenn wir nicht annehmen wollen, das Calcium sey nicht ein Element, sondern aus zwei Elementen zusammengesetzt.

Hinzufügen mufs ich hier, dafs Prof. Stokes, obwohl der Meinung, dafs wir hier eine sehr bequeme Methode haben, die in der Sonne vorhandene Dissociationskraft zu bestimmen, weil wir das Verhältnifs dieser Kraft durch die Anzahl von Quadratzollen Oberfläche der Batterie finden, dennoch nicht glaubt, dafs die Evidenz zu Gunsten der Dissociation des Calciums absolut vollständig sey, dafs er es vielmehr für möglich hält, es könnten bei Zunahme der Temperatur die mehr brechbaren Strahlen glänzender auf Kosten der weniger brechbaren werden, so dafs wenn die Menge allmählich abnimmt, wir die erwähnten Resultate bekommen könnten. Ich habe ihm indefs bemerklich gemacht, dafs diefs Gesetz für andere Fälle nicht stichhaltig ist; dafs z. B. beim Wasserstoff eine Zunahme der Temperatur eine gröfsere Intensität der rothen Wasserstofflinie *C* giebt und dafs wir für den Fall des Natriums bei der Temperatur der Sonne wissen, dafs die Absorption der gelben Natriumlinie intensiver ist als die irgend einer anderen Linie.

X. *Ueber das Spectrum des Stickstoffs und das der alkalischen Metalle in Geifsler'schen Röhren; von Hrn. G. Salet.*

(*Compt. rend. T. LXXXII, p.* 223 *et* 274.)

Hr. Schuster hat 1872 die wichtige Thatsache veröffentlicht [1]), dafs der Stickstoff, mit Natrium in einer

1) Pogg. Ann. Bd. 147, S. 106.

Geifsler'schen Röhre erhitzt, nicht mehr das charakteristische geriefte Spectrum giebt. Er beschreibt die in diesem Falle sichtbaren Lichtlinien und leitet sie vom reinen Stickstoff ab, da seiner Meinung nach das geriefte Spectrum das des Stickstoffs war, welches vom alkalischen Metall zerstört wurde. Später sind Zweifel an der Richtigkeit dieses Schlusses entstanden; denn bei Wiederholung der Versuche hat man wohl gesehen, dafs die Riefen nach der Wirkung des Natriums verschwinden, dafs sie aber ersetzt wurden durch verschiedene Spectra, von welchen keins dem Stickstoff wirklich angehörte, so dafs dieses Gas nach seiner Reinigung nicht mehr durch die prismatische Analyse entdeckt werden konnte. Ich bemerke auch, dafs die chemische Verbindung, welche sich durch Einwirkung von Sauerstoff auf Stickgas wirklich bildet, Stickstoffoxyd ist, ein sehr stabiler Körper, dessen Spectrum keineswegs coincidirt mit demjenigen, dessen Auftreten erklärt werden soll.

Ich beabsichtige nun zu beweisen: 1) dafs man das geriefte Spectrum mit dem Stickstoff im Contact von Natrium erzeugen kann; 2) dafs das Verschwinden des Stickstoffspectrums von dem des Stickstoffs selbst herrührt, welcher unter Einfluſs des elektrischen Effluviums vom Natrium vollständig absorbirt wird; 3) dafs das von Schuster beschriebene Spectrum sehr wahrscheinlich den Dämpfen des alkalischen Metalls zugeschrieben werden mufs.

1. Es wäre zu weitläufig hier alle Versuche zu beschreiben, die mich zu diesen Schlüssen geführt haben. Ich will bloſs die entscheidensten anführen. Ich lieſs von Hrn. Alvergniat eine an beiden Enden verschlossene Röhre aus hartem Glase von 12 Ctm. Länge und 2 Ctm. Durchmesser anfertigen. An einem der Enden dieser Röhre waren zwei Aluminium-Elektroden eingelassen, getrennt von einander um etwa ein Centimeter. An das andere Ende war eine Tubulatur angeschmolzen, die eine Erweiterung bildet. In diese Erweiterung brachte man ein Stückchen Natrium und löthete dann die Tubulatur

an die Quecksilberpumpe. Nachdem der Apparat luftleer gemacht, erhitzte man das Natrium, worauf dieses aufschwoll und einige Zeit siedete unter Verlust von Wasserstoff; dann hörte es auf zu sieden und bei noch höherer Temperatur verdampfte es langsam. Nun trennte man den Apparat von der Pumpe mittelst einer Stichflamme und führte das flüssige und glänzende Natriumkügelchen in das Experimentir-Rohr. Nach dem Erkalten trennte man die Erweiterung ab und löthete die Röhre direct an die Pumpe. Nun wiederholte man das Evacuiren, verflüchtigte das Natrium mit der Vorsicht, daſs die Verdichtung seines Dampfs nur in der Hälfte der Röhre geschähe, welche keine Elektroden besaſs, und lieſs nun reinen trocknen Stickstoff eintreten. Man evacuirte von Neuem wohl dreimal das Stickgas, mit der Vorsicht jedesmal das Metall zu verflüchtigen. Endlich verschloſs man den Apparat, einen Druck von nahe 5 Millimeter darin lassend. Nun konnte man die Kügelchen schmelzen, vereinigen und wiederum verflüchtigen bis zu zwölfmal mit derselben Gasmasse, ohne daſs das Ansehen der zwischen den Elektroden überspringenden Funken im Mindesten verändert worden wäre. Man bediente sich einer Holtzschen Maschine oder eines Inductoriums unter Zusatz einer Leydner Flasche. Der Raum zwischen den Elektroden war violet rosenfarben und gab das geriefte Spectrum mit gröſster Deutlichkeit. Wenn man den disruptiven Funken der Holtz'schen Maschine anwandte, war der violet rosafarbene Flammenstrahl, welcher das geriefte Spectrum gab, instantan. Davon konnte man sich durch eine sehr einfache Methode überzeugen. Man betrachtete den Lichtstrom durch das Glasrad der Maschine, auf welchem man mit Dinte schwarze Punkte gemacht hatte. Diese Punkte erschienen noch mit voller Deutlichkeit, als die Handhabe der Maschine 60 Umgänge in der Minute machte. Daraus läſst sich folgern, daſs die Entladung nicht $\frac{1}{30000}$ Secunde dauert.

2. Durch Verflüchtigung kann man das Natrium leicht

in die Nähe der Elektroden bringen. Es zeigt dann wie immer das Ansehen glänzender Kügelchen von sehr reinem Silberweifs; allein, wenn man dann die Röhre functioniren läfst, laufen die dem Feuerstrom ausgesetzten Theile sofort an. Das metallische Ansehen verschwindet vollständig und die Oberfläche des Natriums wird bräunlich schwarz. Zugleich sieht man in dem elektrischen Funken die Veränderungen entstehen, die eine gröfsere Verdünnung herbeiführt. Erneut man die Oberfläche des Natriums, so fährt die Wirkung fort und das Spectrum des Stickstoffs verschwindet bald vollständig; das Licht wird gelblich und rührt gröfstentheils vom Natrium her; ich sage *gröfstentheils*, denn unter diesen Bedingungen eines fast absoluten Vacuums sieht man fast immer in dem Spectrum Spuren von fremdartigen Linien, die von Unreinigkeiten der Elektroden und der inneren Glasfläche abzuleiten sind. In diesem Fall läfst die Röhre, wenn sie kalt ist, den Funken der Leydner Flasche nicht durch.

Ich habe zum Erweise dieser Absorption des Stickgases durch das Natrium unter dem Einfluſs der Elektricität einen directen Versuch gemacht. Ich liefs eine Röhre construiren, ähnlich wie die frühere, aber ein abgekürztes Barometer tragend, und führte Stickgas unter einem Druck von 27 Mm. ein. Die Absorption des Stickgases war merklich genug, um das Steigen der Quecksilbersäule mit dem Auge verfolgen zu können. Nach einigen Minuten, nachdem man die Oberfläche des Natriums zwei Mal erneut hatte, konnte man zwischen dem Niveau des Quecksilbers in beiden Schenkeln des Manometers keinen Unterschied mehr wahrnehmen.

Ich habe ferner versucht, diese Absorption chemisch zu charakterisiren. Ich zerbrach eine Röhre und behandelte gesondert eine Portion des glänzend gebliebenen Natriums und eine Portion des durch Elektricität veränderten mit Wasser. In beide Portionen schüttete ich das Nefsler'sche Reagens (jodsilbersaures Kali mit Ueberschufs von Natron). Die eine dieser Flüssigkeiten wurde

stark gelb; es war die, in welche man das veränderte Natrium geschüttet hatte; die andere blieb unverändert. Es hatte sich also unter dem Einfluſs der Elektricität ein Stickstoffnatrium gebildet, welches unter Entwicklung von Ammoniak durch Wasser zersetzt wird. Dieser Körper entsteht wie das Stickstoffmagnesium nur bei einer Temperatur höher als Rothgluth, und bildet sich sogar nicht direct bei irgend einem Wärmegrad wie das Ammoniak. Ich habe vor, ihn später darzustellen und zu zerlegen.

Zweite Notiz.

Die von Hrn. Schuster beschriebenen Linien sind nicht von den HH. Stearn und Wüllner wieder aufgefunden. Diese Physiker haben, nachdem sie das Verschwinden des Bandenspectrums nachgewiesen, das wohlbekannte Spectrum des Kohlenoxyds und des Acetylens erscheinen gesehen. Die mit mehr Sorgfalt dargestellten Röhren des Hrn. Schuster gaben nach einer gewissen Zeit nur die hellen Linien des Wasserstoffs. Welchen Ursprung hatten denn die in der Abhandlung von 1872 bezeichneten Linien? Es ist erlaubt, sie dem Natrium zuzuschreiben.

In der That bemerkt man, daſs die veröffentlichten Zahlen nicht durch eine directe Messung erhalten wurden, sondern sich auf die Linien des Plücker'schen Stickstoffspectrums beziehen, welche mit den beobachteten Linien zusammen zu fallen scheinen. Diese sind übrigens nicht die charakteristischsten. Denn wenn man in einer Geiſsler'schen Röhre oder einem Apparat, ähnlich dem in §. 1 beschriebenen, Natrium erhitzt und einen Funken durchleitet, beobachtet man das Entstehen eines lebhaften grüngelben Lichts, dessen Spectrum aus folgenden Linien besteht.

Spectrum des Natriums.

615,5	doppelt		515,3
589,2	„	(*D*)	498,3
568,7	„		467.

Diese Zahlen kommen denen des Hrn. Schuster sehr nahe; nur fehlt die Linie 489,4 in der Tafel dieses Physikers. Dagegen finden sich in dieser Tafel drei äufserste Linien 628,8, 421,4 und 418,4, die ich nicht erzeugen konnte und die auch die HH. Thalén und Lecoq de Boisbaudran ebenfalls nicht angeben. Sonderbarerweise fallen diese Linien fast zusammen mit den charakteristischen des Rubidiums (689,6, 421,6 und 420,2). Ich will damit keineswegs sagen, dafs diefs Metall sich unter dem Natrium des Hrn. Schuster befand, vor allem wegen der Unsicherheit der Wellenlängen; allein jedenfalls mufs es in Geifsler'schen Röhren sehr leicht ein Spectrum geben; denn das Kalium eignet sich viel leichter als das Natrium zu dieser Art von Versuchen.

Spectrum des Kaliums

583	535,3	511	404,4
580	533,5	509	
578,3	532		

Bei Anwendung derselben Methode, aber unter experimentell etwas verschiedenen Umständen, mufs es also möglich seyn, nicht blofs die secundären Spectren der alkalischen Metalle hervorzubringen, wie es in der gegenwärtigen Untersuchung geschehen ist, sondern auch die primären Spectren derselben, deren interessante Entdeckung man den HH. Roscoe und Schuster verdankt.

XI. *Die thermische Ausdehnung der Mischungen von Wasser und Alkohol; von Th. Hoh.*

Im physikalischen Cabinet des K. Lyceums zu Bamberg finden sich die Bruchstücke eines *Weingeistthermometers*, bei dessen auf Papier aufgetragener 80 theiliger Scale die Bemerkung angebracht ist, dafs die Expansionen seiner

Füllung mit denen der Quecksilbersäule harmonisch gingen, und daſs der Siedepunkt des Wassers ausgehalten werde. Ist der zuerst erwähnte Parallelismus der Grad-Ansteigung schwerlich im präcisen Sinne, sondern höchstens so zu verstehen, daſs innerhalb der Gränzen mäſsiger Wärmeschwankungen die beiderseitigen Abweichungen der thermalen Ausdehnungen unmerklich sind, so dürfte die sicher nicht regelmäſsige Bestätigung der zweiten Angabe davon abhängen, daſs die über der Flüssigkeit vorhandene Luft einschlieſslich der mindestens von + 78° C. an gebildeten Weingeistdämpfe eine die Widerstandsfähigkeit der Glashülle übersteigende Zusammenpressung erfährt. Die gegebenen Falles herrschenden Verhältnisse waren nicht mehr direct zu prüfen, gaben aber Anlaſs, die *thermischen Ausdehnungen der Alkohol-Wasser-Gemische* zu studiren, wovon einstweilen die Resultate einiger vorbereitender Versuche mitgetheilt werden sollen.

Eine 17 Ctm. lange oben offene, unten geschlossene dünnwandige Glasröhre von 6 Mm. Durchmesser des Lumen wurde, senkrecht aufgestellt, in der Länge von 12 Cm. umgeben von einem weiten Cylinder, welcher die Wärme zuführende heiſse Flüssigkeit aufnehmen sollte, am hervorragenden 5 Ctm. langen in einem hölzernen Retortenhalter eingeklemmten Stück war 3 Mm. über dem äuſseren Wasserspiegel ein Diamantstrich eingerissen, bis zu welchem jedesmal das rasch aber genau in calibrirter Röhre hergestellte Gemeng eingefüllt wurde, dessen Erhebung über die erwähnte Marke nach 1^{min} währender Erwärmung von auſsen man mittelst eines feinen Zirkels auf den Maaſsstab übertrug. Während der zweiten Minute wurde diese Stellung fast unverändert beibehalten, so daſs die Messung in einem Momente als fertiggestellt erachtet werden dürfte, der dem Einguſs der heiſsen Flüssigkeit nah genug lag, um keine erhebliche Abkühlung derselben während der Einwirkung befürchten zu müssen. Die Expansionsröhre selbst wurde jedesmal zwischen zwei Versuchen durch genügend langes Eintauchen in Wasser von + 10° C. auf

die nämliche Temperatur gebracht, und diejenige der Mischungen bewegte sich höchstens zwischen 11 und 13°.

Als unter diesen Voraussetzungen Wasser von 50° C., dann von 95° zur thermalen Erregung in den äufseren Cylinder gegossen ward, fand man für die angegebenen Volumengemenge die rechts stehende Expansionserhebung in Millimetern:

Alkohol	Wasser	Millimeter (50° C.)	95° C.
0	1	2	3
0,1	0,9	2	6
0,2	0,8	2,8	7
0,3	0,7	3	8
0,4	0,6	3,2	10
0,5	0,5	4	10
0,6	0,4	5	10,2
0,7	0,3	5,4	15
0,8	0,2	5,6	15,5
0,9	0,1	6,7	38 (α)
1	0	8	40 (β),

wovon die Beobachtungswerthe: α und β, unsicher sind, weil schon nach 30 Sec. stofsweise Erhebung des (übrigens möglichst im ruhigen Moment gemessenen) Spiegels der theilweise kochenden Füllung erfolgte.

Unter gleichen Modalitäten untersuchtes Quecksilber stieg bei 50° C. um 4 Mm., bei 95° C. um 7,3 Mm.

Nach beiderlei Thatsachen dürfte das Gemeng aus 6 Theilen Alkohol von 0,791 specifischem Gewicht und 4 Theilen Wasser den angedeuteten thermalen Expansionsanforderungen am nächsten kommen.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47

1876. ANNALEN № 7.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CLVIII.

1. *Experimental-Untersuchungen über die elastische Nachwirkung bei der Torsion, Ausdehnung und Biegung; von F. Kohlrausch.*

Dritte Mittheilung [1]).

(Der k. Gesellschaft der Wissensch. zu Göttingen im Auszuge vorgelegt am 9. Januar 1875.)

Die Arbeit, welche ich mir erlaube, hier mitzutheilen, ist ausschliefslich experimentellen Inhalts. Ich gebe zuerst einen kleinen Nachtrag zu meinen früheren Untersuchungen über die Torsion eines Silberdrahtes. Hiernach folgt eine gröfsere Anzahl Nachwirkungen eines gedrillten oder ausgedehnten Kautschukfadens und endlich eines gebogenen Stabes aus Hartkautschuk.

Ich habe versucht, diese Beobachtungen durch die früher von mir aufgestellte Formel auszudrücken, welche alle bis dahin bekannten statischen Nachwirkungen, theilweise mit überraschender Schärfe, dargestellt hat, und habe überall eine befriedigende Uebereinstimmung gefunden. Wenn nun durch diese allseitige Anwendbarkeit die Formel eine entschiedene Bedeutung für die elastische Nachwirkung besitzt, so kann sie doch nicht den Anspruch eines Naturgesetzes erheben. Um aus diesem Grunde das Beobachtungsmaterial als experimentelle Grundlage einer wirklichen Theorie der Nachwirkung geeignet zu machen, zu welcher jetzt wohl einige Aussicht vorliegt [2]), mufs ich die

1) Vgl. diese Annalen CXIX, 350; CXXVIII, 1, 207, 399.

2) Boltzmann, diese Ann. Ergänzungsbd. VII, S. 624; Wien. Sitzungsberichte 1874, Octob. 8.

Beobachtungen mit einer gewissen Breite mittheilen, welche für die bloſse Prüfung der erwähnten Formel nicht nothwendig seyn würde.

Ich habe endlich eine wie ich glaube merkwürdige Folgerung aus dem allgemeinen Charakter der Nachwirkung durch den Versuch bestätigt, daſs nämlich, nach geeignet auf einander folgenden Deformationen entgegengesetzten Vorzeichens, in einem elastischen Körper Bewegungen der Nachwirkung zurückbleiben können, welche von selbst aus einer in die entgegengesetzte Richtung übergehen; oder mit anderen Worten, Bewegungen, welche zeitweilig die Gestalt eines Körpers von der Gleichgewichtsgestalt entfernen.

Ich werde im Folgenden überall bezeichnen als Formel I den Ausdruck

$$-\frac{dx}{dt} = \alpha \frac{x}{t^n} \text{ oder } x = C \cdot e^{-\alpha t^m},$$

wo $\alpha = am$ und $n = 1 - m$;

als Formel II die specielle Form

$$-\frac{dx}{dt} = \alpha \frac{x}{t} \text{ oder } x = \frac{c}{t^\alpha}.$$

Ferner soll immer bedeuten t die Zeit nach der einem Körper mitgetheilten Gestaltsänderung, deren Nachwirkung beobachtet wird; T die Dauer einer zeitweiligen Gestaltsänderung; als Zeiteinheit gilt die Minute. τ bedeutet die Temperatur. Durch Δ endlich soll stets dargestellt werden der Ueberschuſs einer berechneten über die entsprechende beobachtete Gröſse.

1. Nachwirkungen in einem Silberdraht nach verschieden groſsen Torsionen von je 1^{min} Dauer.

Meine früheren Beobachtungen (CXXVIII, 401) hatten dahin geführt, daſs in einem Silberdrahte nach einer nicht zu groſsen Torsion φ von mäſsiger Dauer eine allmählich verschwindende Verschiebung der Ruhelage um einen

Winkel x zurückbleibt, welcher durch die Formel II darzustellen ist. Dabei wurde α nahe constant gefunden; c erwies sich (gleiche Dauer der Torsion und gleiche Temperatur vorausgesetzt) dem Winkel φ ungefähr proportional.

Die jetzt mitzutheilenden, schon 1866 an demselben Silberdraht angestellten Beobachtungen bezwecken die Prüfung, ob diese Proportionalität mit aller Schärfe stattfindet, eventuell die Feststellung der Abweichungen.

Die Absicht, bei nahe gleicher Temperatur zu beobachten, erheischte eine rasche Aufeinanderfolge der Beobachtungen, die also nicht bis zur Rückkehr des Drahtes in die Ruhelage fortgesetzt werden konnten, wozu immer Tage erfordert werden. Indessen war dieser Zeitaufwand, den ich bei der Aufsuchung des Ausdruckes für die elastische Nachwirkung niemals gescheut habe, hier nicht mehr nothwendig; man konnte sich darauf beschränken, die Aehnlichkeit des Verlaufes der Nachwirkung innerhalb entsprechender Zeiträume nach den verschieden grofsen Torsionen zu prüfen und zweitens die Gesammtbeträge der Verschiebung in dieser bestimmten Zeit zu vergleichen. Dieser Zeitraum geht im Folgenden von $\frac{1}{3}^{\text{min}}$ bis 10^{min}, und *y bedeutet den Weg von der Zeit t bis zu* 10^{min}. Die Wege von 10^{min} bis 20^{min} sind für die meisten Reihen auch verzeichnet (Tab. I), entstammen aber einer geringeren Anzahl von Beobachtungen als die früheren Zahlen. Der noch übrige, nicht beobachtete Rest der Nachwirkung beträgt nur etwa ein Viertel des beobachteten Theiles.

Jeder Torsionswinkel wurde mehrmals beobachtet; die entsprechenden y (welche übrigens sehr nahe übereinstimmten) und die Temperaturen wurden zum arithmetischen Mittel zusammengefafst. Im Ganzen liegen der folgenden Tabelle 31 Beobachtungsreihen zu Grunde. Sie umfafsten etwa 1 Woche, und der Zeitraum zwischen je zweien war hinreichend grofs, dafs innerhalb 10 Minuten keine in Betracht kommende Bewegung des Drahtes von der vorigen Nachwirkung vorhanden war. Der Draht war bereits lange

in Benutzung, so daſs die gesammte Ueberschreitung der Elasticitätsgrenze nach den 31 Torsionen von zusammen etwa 5000° sich auf höchstens 0°,5 belief.

Die folgende Tabelle I zeigt zunächst, in welchem Maaſse die einzelnen Nachwirkungen ähnlich verlaufen. Fügt man zu jedem y das nebenstehende Δ, so erhält man genau ähnliche Reihen.

Tabelle I.

Torsionen des Silberdrahts von je einer Minute Dauer.

t	$\varphi = 19°$		$\varphi = 29°$		$\varphi = 44°$		$\varphi = 90°$		$\varphi = 135°$	
	y	Δ	y	Δ	y	Δ	y	Δ	y	Δ
min										
0,33	1,77	−0,04	2,70	−0,08	4,05	−0,03	8,44	−0,07	12,63	−0,04
0,5	1,38	+0,05	2,17	−0,01	3,31	±	7,02	−0,11	10,43	−0,04
1	0,97	−0,01	1,45	+0,01	2,25	−0,01	4,65	+0,02	7,06	−0,03
2	0,57	+0,01	0,83	+0,05	1,29	+0,06	2,71	+0,10	4,18	+0,05
5	0,21	−0,01	0,27	+0,04	0,43	+0,04	0,93	+0,05	1,43	+0,05
20 min			0,3	−0,1	0,5	−0,1	0,8	±	1,0	+0,2

t	$\varphi = 180°$			$\varphi = 234°$		$\varphi = 269°$		$\varphi = 340°$	
	y	Δ	Δ' [1])	y	Δ	y	Δ	y	Δ
min									
0,33	17,21	−0,05	+0,45	23,93	+0,03	28,42	+0,06	37,52	+0,23
0,5	14,18	−0,02	−0,03	19,80	−0,03	23,45	+0,05	30,97	+0,18
1	9,56	+0,02	−0,26	13,33	+0,04	15,90	±	21,12	−0,05
2	5,72	+0,04	−0,13	8,10	−0,05	9,65	−0,08	12,87	−0,19
5	2,00	+0,01	−0,01	2,80	+0,01	3,37	−0,03	4,60	−0,17
min 20	1,4	+0,2	+0,1	2,1	+0,1	2,6	±	3,6	−0,2

Die Abweichungen von der Aehnlichkeit übersteigen selten 0,1 Scalentheile. Man findet also eine Bestätigung des früher Gesagten (CXXVIII, 402), daſs *die Curven der Nachwirkung nach Torsionen von verschiedener Gröſse bei dem Silberdraht sehr nahe ähnlich sind.* Trotz dem kleinen Betrage zeigen die Differenzen indessen eine Regelmäſsig-

1) Δ' bei $\varphi = 180°$ gilt für die Rechnung nach Formel II mit $c = 15{,}75$ und $\alpha = 0{,}387$. Vgl. CXXVIII, S. 218 ff.

keit des Vorzeichens, welche anzudeuten scheint, dafs die Nachwirkungen nach gröfseren Torsionen verhältnifsmäfsig ein *wenig* langsamer verschwinden.

Wir stellen zweitens die Frage, wie der Gesammtweg y_0 zwischen $t = 0{,}33$ und 10^{min} von dem vorausgegangenen Torsionswinkel abhängt. Zu diesem Zweck reduciren wir zuerst die Beobachtungen, welche bei nicht ganz gleichen Temperaturen (Tab. II) angestellt worden waren, auf ihre Mitteltemperatur 19°,3, nach der in dem früheren Aufsatze gefundenen Regel (CXXVIII, 220). Die reducirten Werthe sind in der vorletzten Spalte von Tab. II enthalten.

Es ist früher schon bemerkt worden, dafs ungefähr Proportionalität zwischen der Nachwirkung und dem Torsionswinkel herrscht. Die jetzigen genaueren Beobachtungen erlauben zu constatiren, dafs y_0 ein wenig beschleunigt wächst [1]). In einem quadratischen Ausdruck findet sich jetzt

$$y_0 = 0{,}08501 \cdot \varphi + 0{,}0000728 \cdot \varphi^2,$$

und zwar mit einer Uebereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten y_0, auf welche ich, als auf einen Prüfstein der Beobachtungen, besonders hinweisen möchte.

Tabelle II.

Anzahl der Beob.	φ	Temp.	y_0	y_0 bei 19°,3	Δ
4	19°	19°,25	1,77	1,77	−0,12
2	29	19,27	2,70	2,70	−0,17
2	44	19,50	4,05	4,03	−0,15
4	90	19,38	8,44	8,42	−0,18
4	135	19,19	12,63	12,66	+0,15
4	180	18,89	17,21	17,38	+0,28
3	234	19,12	23,93	24,03	−0,15
4	269	19,67	28,42	28,16	−0,02
4	340	19,55	37,52	37,29	+0,04

1) Auch in den früheren Beobachtungen (CXXVIII, 402 und Taf. IV, Fig. 4) spricht sich die Beschleunigung aus, man konnte aber damals nicht sicher sein, ob sie nicht aus Ungleichheiten der Temperatur entsprang.

Die y_0 sind hier in Scalentheilen gegeben, deren Bogenwerth 0°,01177 betrug. Führen wir den Bogengrad als Einheit ein, so erhalten wir *den Winkel x, welchen das Ende des* 125^{mm} *langen Silberdrahtes von* $0^{mm},092$ *Dicke* [1]) *nach einer* 1^{min} *dauernden Torsion von φ^0 vermöge der elastischen Nachwirkung in dem Zeitraum* $\frac{1}{3}$ *bis* 10^{min} *nach Aufhebung der Torsion zurücklegt* bei 19°,3

$$x = 0{,}001001 \,.\, \varphi + 0{,}000000857 \,.\, \varphi_2.$$

Modificiren wir hiernach den Ausdruck, welcher (CXXVIII, S. 405) für unseren Draht nach einer Torsion von φ^0 und der Dauer T^{min} bei der Temperatur τ den Winkel x der Nachwirkung zur Zeit t^{min} nach Aufhebung der Torsion darstellt, so wird

$$x = \frac{1}{t^{0,39}} \left(0{,}0000219 \,.\, \varphi + 0{,}0000000187 \,.\, \varphi^2\right) T^{0,59} (\tau + 21{,}5).$$

Bis $\varphi = 360^0$, $T = 3^{min}$ und für τ von 0 bis 25° kann dieser Ausdruck als Darstellung der elastischen Nachwirkung für unseren Draht bis auf einige Procent Unsicherheit angesehen werden, selbstverständlich mit Ausschluſs von $t = 0$ und den allerersten Secunden.

2. Nachwirkung nach der Torsion eines Kautschukfadens.

Der Kautschuk ist wegen seiner Veränderlichkeit nicht sehr geeignet für die langwierigen Untersuchungen der elastischen Nachwirkung. Auf der anderen Seite bietet er durch die Gröſse seiner elastischen Form-Aenderungen auch Vortheile und gewinnt Interesse dadurch, daſs er, wie der von Weber untersuchte Cocon, einen enormen Bruchtheil der ganzen Verschiebung als Nachwirkung auftreten läſst.

Für mich lag eine besondere Veranlassung, den Kautschuk zu untersuchen, in der ersten Mittheilung Neesen's [2]), wonach dieses Material bei der Nachwirkung andere Gesetze zu befolgen schien, als der Cocon nach Weber und Glas, Messing und Silber nach meinen eigenen Beobach-

1) CXXVIII, S. 207 soll es heiſsen: der Halbmesser (anstatt die Dicke) beträgt $0^{mm},046$.

2) Neesen, Berl. Mon.-Ber. 1874, 142.

tungen. Nachdem ich aus den seither ausführlich veröffentlichten Beobachtungen Neesen's den Nachweis geführt habe (CLV, 579), dafs sehr wohl eine Uebereinstimmung zwischen seinen und den übrigen Beobachtungen herzustellen ist, mufs ich beinahe bedauern, der Torsion des Kautschuks selbst noch eine ausführliche Untersuchung gewidmet zu haben; denn die Resultate entsprechen nicht ganz der aufgewandten Mühe.

Es zeigt sich eben, wie zu erwarten war, die Hauptschwierigkeit bei den Beobachtungen über die Nachwirkung, nämlich die schliefsliche Gleichgewichtsgestalt festzustellen, bei dem Kautschuk in verstärktem Maafsstabe. Ueberschreitungen der Elasticitätsgrenze waren viel schwieriger zu vermeiden als bei den Metallen. Aber auch hiervon abgesehen war die Ruhelage meistens langsamen Aenderungen unterworfen, die theilweise jedenfalls mit den Schwankungen der Temperatur zusammenhängen, theilweise aber auch mit Ursachen, die ich nicht aufdecken konnte. Wahrscheinlich gehörte zu den Letzteren eine Veränderung des Materials mit der Zeit, eine Umlagerung der Theilchen, die ja bei den Kautschukwaaren, besonders wenn sie unbenutzt sind, eine bekannte lästige Eigenschaft bildet.

Die mir zu Gebote stehenden runden Kautschukfäden erwiesen sich bei näherer Besichtigung zusammengerollt. Ich habe deswegen den in Spielwaarenläden käuflichen Faden mit nahe quadratischem Querschnitt benutzt, welcher vermuthlich aus dünnen Platten geschnitten wird. Die Seite des Quadrats betrug $0^{mm},9$; da 1^{mm} des Fadens $0^{mgr},98$ wog, so war das specifische Gewicht $= 1,2$.

Es wurden zwei, äufserlich gleiche Exemplare untersucht, die ich durch I und II bezeichnen will. Die freie *Länge* der Fäden, in dem früher beschriebenen Torsionsapparat geeignet befestigt (CXXVIII, Taf. 4, Fig. 1), betrug 178^{mm}. Das Gewicht des angekitteten Spiegels nebst Halter aus Aluminiumdraht betrug am Faden I 6130^{mgr}, an II nur 3450^{mgr}. In Folge des verschiedenen Trägheitsmomentes waren die *Schwingungsdauern* (4,8 bez. 2,6 Sec.)

und die *Dämpfungen* durch die Viscosität des Fadens von verschiedener Gröfse. Das Verhältnifs auf einander folgender Schwingungsbögen betrug 1,18 für I und 1,31 für II. Letzterer Faden erlaubte defswegen schon 30^{sec} nach vorgenommener Drehung eine Beobachtung, und nach 40^{sec} waren jedenfalls keine merklichen Schwingungen mehr vorhanden. Bei I dagegen dauerten die Schwingungen einige Minuten lang, weswegen man hier anfangs die Ruhelage aus den Umkehrpunkten des schwingenden Drahtes bestimmte.

Der *Abstand der Scale vom Spiegel* betrug für den Faden I 1170 Scalenth. (1 Scalenth. $= 0^{o},0245$), für II 1400 Scalenth. (1 Scalenth. $= 0^{o},0206$). Wo nicht anderes bemerkt wird, sind die Winkel der Nachwirkung in Scalentheilen ausgedrückt, nach Correction der Ablesungen auf Gröfsen, welche den Bogen proportional sind.

Torsionen von kurzer Dauer.

Die folgenden sechs Beobachtungsreihen wurden mit einer gemeinsamen Torsionsdauer $T = 0^{min},5$ an dem Faden II ausgeführt. Zwischen den aufeinanderfolgenden Versuchen lagen stets Zeiträume von einem bis mehreren Tagen, so dafs man den Verlauf einer jeden Nachwirkung als unbeeinflufst von den früheren Versuchen ansehen kann.

Trotzdem ist es unthunlich, die Endeinstellungen des Spiegels aus der Beobachtung zu ermitteln, weil sich die Ruhelage fast immer im Laufe der Zeit änderte, auch wenn der Faden tagelang unbenutzt gewesen war. Diese Zufälligkeiten von der, schliefslich auch sehr langsam verlaufenden Nachwirkung zu trennen, ist unmöglich, so lange man der ersteren Grund nicht kennt (vgl. die Anmerkung).

Ich beschränke mich defswegen darauf, die erste Stunde der Rechnung zu unterwerfen und einige spätere Beobachtungen ohne Anspruch auf Reinheit beizufügen. Die erste Ablesung ($t = 0^{min},5$) macht auf Exactheit keinen Anspruch, weil damals meistens noch geringe Schwingungen des Spiegels vorhanden waren.

Man wird finden, dafs die Formel $x = \frac{c}{t^{\alpha}}$ die Beobachtung genügend darstellt. Die jedesmalige Endeinstellung ist so angenommen worden, wie sie dieser Formel, aus je einigen Drillingen von Beobachtungen berechnet, am besten entspricht [1]). Dann berechnete man α aus einigen Beobachtungspaaren und bestimmte endlich c so, dafs die Summe der Fehler von 0,66 ... bis 30^{min} nahe Null wurde. Kleinste Quadrate wurden nicht gebraucht.

Ueber den einzelnen Reihen der Tabelle findet sich der Torsionswinkel φ, die Temperatur, bei welcher gedrillt wurde (welche in der Regel nach der ersten Stunde um einige Zehntel Grad gewachsen war), und unter No. die zeitliche Reihenfolge der Versuche.

1) Die so berechneten Endeinstellungen harmoniren ziemlich gut mit der Beobachtung. Die Ueberschreitungen der Elasticitätsgränze würden danach betragen haben (in der Reihenfolge wie die Versuche in der Tabelle geordnet sind) 0,7, 3,8, 8,2, 2,7, 6,1 und 1,8 Scalenth. Wollte man die Einstellungen nach 24^{h} als Ruhelagen ansehen, so würden den x der Tabelle zuzufügen sein 1,2, 6, 12, 7, 7, 13 Scalenth. Aber es ist wahrscheinlich, dafs hier Einflüsse, welche aufserhalb des Versuches liegen, eine Verschiebung bewirkt haben. Bei den ersten dreien und dem letzten Werth ist diefs offenbar der Fall, denn die Differenzen sind ja grösser als die angenommenen Ueberschreitungen der Elasticitätsgränze. Ohne ausführlich auf den Gegenstand einzugehen, will ich nur bemerken, dafs offenbar Temperaturänderungen bei diesen Einflüssen mitspielen. Theilweise schien die Ruhelage direct von der Temperatur abzuhängen. Theils aber auch möchte ich glauben, dafs durch Temperaturänderungen, insbesondere durch temporäre Steigerungen derselben, Reste von alten Nachwirkungen hervortreten, die bei constanter Temperatur als Ueberschreitungen der Elasticitätsgränze erscheinen. Der Gegenstand verlangt und verdient wohl auch eine eingehende Untersuchung.

Tabelle III.

Torsion des Kautschukfadens No. II.

	No. 3. $\varphi = 4°,5$ Temp. $= 17°,3$		5. $9°,4$ $16°,0$		2. $20°,1$ $18°,0$		1. $40°,0$ $18°,3$		4. $82°,5$ $18°,7$		6. $8°,5$ $9°,5$	
t	x	Δ	x	Δ	x	Δ	x	Δ	x	Δ	x	Δ
min												
0,5	12,3	+0,2	25,6	+0,2	62,0	+1,2	123,3	+0,3			25,0	+0,3
0,66..	10,3	−0,1	21,6	−0,1	53,0	+0,5	106,5	−0,3	209,7	−2,2	21,1	−0,1
1	7,8	−0,1	16,7	±	42,4	−0,1	86,2	−0,6	173,6	−0,7	16,4	−0,2
1,5	5,8	±	13,0	−0,1	33,3	+0,1	69,3	−0,2	143,4	+0,7	12,5	±
2	4.7	±	10,8	±	28,2	+0,1	59,4	−0,1	125,5	+1,1	10,4	±
3	3,4	+0,1	8,3	±	22,3	+0,1	47,5	+0,3	104,3	+1,1	8,0	±
5	2,5	±	6,0	+0,1	16,5	+0,1	36,2	+0,3	83,2	+0,6	5,8	±
7	2,1	−0,1	4,9	±	13,7	±	30,4	+0,1	71,8	+0,2	4,7	±
10	1,5	±	3,9	±	11,2	−0,1	25,3	±	61,5	−0,1	3,7	±
15			3,0	±	9,1	−0,3	20,3	+0,1	51,3	−0,2	2,8	+0,1
20			2,4	+0,1	7,6	−0,2	17,3	+0,2	45,3	−0,4	2,4	±
30	0,6	+0,1	1,9	+0,1	6,0	−0,1	14,0	+0,1	37,7	−0,2	1,8	±
50			1,2	+0,2	4,0	+0,4	10,0	+0,8	29,5	+0,3		
80			0,7	+0,4	2,3	+1,0	6,3	+2,1				
100									20,5	+1,3		
128	0,3	±										
	$c = 7,69$ $\alpha = 0,70$		16,70 0,63		42,27 0,58		85,63 0,53		172,9 0,45		16,24 0,64	

Was nun den Gang der Coëfficienten mit dem Torsionswinkel φ betrifft, so ist c (die zur Zeit $t = 1^{min}$ vorhandene Nachwirkung) beiläufig mit φ proportional und läfst sich darstellen $c = 2{,}08 \,.\, \varphi$. Oder, wenn man für c anstatt des Scalentheils den Bogengrad (1 Scalenth. $= 0^{\circ}{,}0206$ vgl. S. 344) einführt, der ja die Einheit von φ ist,

$$c = 0{,}0428 \,.\, \varphi.$$

Der Exponent α, welcher die Geschwindigkeit des Verschwindens der Nachwirkung darstellt, zeigt sich hier mit wachsendem φ erheblich abnehmend. Als lineare Function von φ angesehen, läfst er sich etwa darstellen

$$\alpha = 0{,}67 - 0{,}003 \,.\, \varphi.$$

Das vorliegende Exemplar des Kautschukfadens weist also die am Silberdrahte bereits wahrscheinlich gemachte Erscheinung, dafs die gröfsere Nachwirkung relativ langsamer verschwindet, in verstärktem Maafse auf.

Zu beachten ist noch, dafs die α von derselben Ordnung sind, wie bei dem Silber, was man bei der grofsen Verschiedenheit des Materials kaum erwartet hätte.

Der Faden I gab ähnliche Resultate, von denen ich zwei Beispiele in Tab. IV einschalten werde.

Die letzte Reihe No. 6 in Tab. III ist bei einer etwa 8^{0} niedrigeren Temperatur beobachtet worden, als die übrigen. Es fällt auf, dafs ein erheblicher Einfluſs der Temperatur wie er bei dem Silber vorhanden war, hier nicht hervortritt. c sowohl wie α ordnet sich in die Reihe der übrigen fast ohne Abweichung ein. Indessen muſs hier hervorgehoben werden, dafs zwischen No. 5 und 6 ein Zeitraum von etwa 1 Monat liegt, und dafs der Kautschuk bekanntlich in niederer Temperatur mit der Zeit seine Beschaffenheit bedeutend ändert. Einen positiven Schluſs also kann man kaum ziehen.

Nachwirkung nach länger dauernden Torsionen.

An dem Silberdraht hatte sich herausgestellt, dafs nach Torsionen, denen der Draht eine gröfsere Zeit ausgesetzt gewesen war, die Nachwirkung nicht mehr genügend

durch die bisher gebrauchte Formel II dargestellt wurde, sondern dafs man zu der allgemeineren Formel I greifen mufste. Der Exponent m, durch dessen Verschwinden eben II aus I entsteht, entfernte sich mit wachsender Torsionsdauer von 0. Doch blieb er kleiner als 1.

Der Kautschukfaden scheint ähnliche Gesetze zu verfolgen. Nachstehende Beobachtungen beziehen sich auf den Kautschukfaden I und enthalten die Nachwirkungen nach Torsionen von etwa 45° und bez. 10^{sec}, 15^{min} und 75^{min} Dauer, sowie nach einer Torsion von 180° und 10^{sec} Dauer.

Ich habe schon erwähnt, dafs in Folge des gröfseren Trägheitsmoments des Spiegels die Anfangs-Schwingungen mehrere Minuten andauerten. Man beobachtete so lange die Umkehrpunkte, indem ein Gehülfe die Zeiten notirte. Jeder Umkehrpunkt wurde mit dem arithmetischen Mittel zusammengefafst, welches nahe als Einstellung zu der mittelsten Umkehrzeit gelten kann [1]). Durch graphische Aufzeichnung glich man die Ungenauigkeiten aus, welche dieses Verfahren enthält, solange die Schwingungen beträchtlich sind.

Die Bedeutung der Zahlen in der Tab. IV ist dieselbe wie in III; nur habe ich, weil es Interesse bieten kann, unter Amp. die zur Zeit t vorhandene Schwingungsweite hinzugefügt. Sie wurde aus einer Aufzeichnung der beobachteten Schwingungsbögen graphisch abgeleitet.

Die beiden Reihen von kurzer Dauer wurden nach Formel II, die anderen nach I mit den unten angegebenen Constanten berechnet [2]).

1) So ergaben die ersten Beobachtungen der Reihe für $\varphi = 45°$ und $T = 15^{min}$ an der Scale:

Umkehr-												
	Zeit	22^{sec}	26	31	36	40	45	49	53	58	62	66
	Punkt	924	579	852	613	803	633	768	646	743	655	724
	Mittel $x =$		733	724	720	713	709	704	701	697	694	...

Die Beobachtungen sind bereits auf den Bogenwerth corrigirt.

2) Die Ueberschreitungen der Elasticitätsgränze, d. h. die Verschiebung der der Rechnung zu Grunde liegenden Ruhelage gegen die vor dem Versuch beobachtete, betrug resp. 30, 7, 14 und 14 Scalenth.

Tabelle IV.

Torsion des Kautschukfadens No. I.

t	No. 4. $r = +14°,0$ $\varphi = 43°$ $T = 75^{min}$			No. 3. $+16°,0$ $\varphi = 43°$ $T = 15^{min}$			No. 1. $+16°,7$ $\varphi = 44°$ $T = \frac{1}{4}^{min}$			No. 2. $+16°,0$ $\varphi = 180°$ $T = \frac{1}{4}^{min}$		
	Amp.	x	Δ	Amp.	x	Δ	Amp.	x	Δ	Amp.	x	Δ
min												
0,5				270	175	+8						
0,7	190	240	−2	167	160	+6	82	27	−1	180	101	−6
1	95	225	−1	83	144	+4	44	23,6	−0,5	88	87	−3
1,5	33	207,1	+0,2	29	126,7	+1,4	15	20,1	+0,1	29	73,6	−0,6
2	12	194,9	+0,2	10	114,8	+0,3	6	18,3	+0,1	10	66,0	+0,2
2,5	4	185,0	+0,6	4	105,7	−0,3	2	17,0	+0,2	3	60,6	+0,8
3				1	98,5	−0,7						
3,5	0	170,2	−0,2				0	15,1	+0,3	0	54,0	+0,7
4		164,6	+0,6	0	87,2	−0,8		14,4	+0,3		51,8	+0,5
5		155,1	+0,4		78,9	−0,7		13,4	+0,3		48,0	+0,5
7		140,7	+0,2		67,0	−0,5		12,2	+0,1		43,3	±
10		125,8	−0,2		55,5	−0,1		10,9	+0,1		38,5	−0,2
15		109,1	−0,4		44,2	+0,1		9,8	−0,2		34,1	+0,3
20		96,9	+0,1		37,1	+0,3		9,0	−0,2		31,1	−0,8
25		87,7	+0,6		32,5	±		8,4	−0,2		29,1	−1,0
30		80,9	+0,5		28,7	+0,2		7,8	−0,1		27,1	−0,7
40		71,4	−0,4		23,7	±		7,0	±		24,5	−0,6
50					20,2	±		6,0	+0,5		22,7	−0,5
70					15,7	±					19,6	+0,2
73		52,6	−1,2									
90		45,9	−0,5		14,0	−0,4					16,9	+1,3
120					9,9	+0,1					14,3	+2,2
176					6,9	+0,2						
267		18,4	+2,4									
	$C = 433,6$ $a = 0,6607$ $m = 0,273$			$C = 787,8$ $a = 1,675$ $m = 0,20$			$c = 23,06$ $\alpha = 0,323$			$c = 84,0$ $\alpha = 0,340$		

Die Uebereinstimmung der Beobachtung und Rechnung ist während der ersten Stunden durchaus befriedigend, wenn man die erste Minute mit den noch ziemlich starken Schwingungen ausnimmt. Immerhin geben die Formeln auch für diese ersten Zeiten noch eine beachtenswerthe Annäherung.

Es möge hier endlich hervorgehoben werden, wie weit die einzelnen Verlaufe der Nachwirkung von der Congruenz entfernt sind. Die Verschiebung betrug für

				No. 2	3	4	
von	0,7	bis	1^{min}	14	16	15	Scalenth.
„	2	„	2,5	5,4	9,1	9,9	„
„	7	„	10	4,8	11,5	14,9	„
„	30	„	40	2,6	5,0	9,5	„
„	40	„	90	7,6	9,7	25,5	„

Während die anfängliche Geschwindigkeit also fast gleich ist, sehen wir sie nach einer Stunde bei der Nachwirkung nach der Torsion von 75 Minuten den 3 bis 4fachen Werth der beiden andern Geschwindigkeiten erreichen.

Der Exponent α hat für die Beobachtungsreihen No. 1 und 2 nahe denselben Werth. Bei dem anderen Exemplar des Kautschukfadens war er für $\varphi = 40^0$ und $T = \frac{1}{4}$ Min. beträchtlich gröfser gefunden worden (S. 347). Um zu entscheiden, ob dieser Unterschied in einer Verschiedenheit des Materials liegt, hätte man die beiden Fäden unter gleichen Umständen beobachten müssen. Vielleicht wäre aber auch die Frage aufzuwerfen, ob der Unterschied mit der rascheren Beruhigung der anfänglichen Schwingungsbögen bei den früheren Versuchen zusammenhängt.

Haben die mitgetheilten Beobachtungen über die Torsion des Kautschukfadens auch nicht ganz die Beweiskraft der früheren am Silberdrahte gewonnenen Resultate, weil in der Annahme der Ruhelagen eine gewisse freilich begränzte Willkür liegt, so genügen sie doch, um Folgendes zu zeigen:

1. Nach kurz dauernden Torsionen wird die Nachwirkung x nach der Zeit t auf weite Strecken durch Formel II mit grofser Annäherung dargestellt. Der Exponent α nimmt mit wachsendem Torsionswinkel ab; die anfängliche Gröfse der Nachwirkung (also beiläufig die Constante c) ist bei gleicher Zeitdauer der Torsion dem vorausgegangenen Torsionswinkel ungefähr proportional.

2. Für länger dauernde Torsionen verläuft die Nachwirkung nahe nach der Formel I; m wächst mit der Dauer.

3. Es folgt hiernach der gedrillte Kautschukfaden wesentlich den Beziehungen, welche früher für einen Silberdraht gefunden wurden.

3. Boltzmann's Beobachtungen über die Torsion eines Glasfadens.

In der von Boltzmann veröffentlichten Arbeit über die elastische Nachwirkung [1]) sind als Anhang einige Beobachtungen über die Torsion eines langen Glasfadens mitgetheilt, häuptsächlich zu dem Zwecke angestellt und verwerthet, das Gesetz der Superposition verschiedener Nachwirkungen zu prüfen. Indem ich hoffe, zu der letzteren Frage und überhaupt zu der Boltzmann'schen Theorie der Nachwirkung bald weiteres Material zu liefern, will ich hier die Resultate Boltzmann's benutzen, um auch an ihnen meine Formeln zu prüfen.

Dem Glasfaden war eine Torsion von je 180° während der Zeiten $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, 1 oder 2 Minuten mitgetheilt gewesen. Man wird aus folgender Zusammenstellung ersehen, dafs die Nachwirkungen nach den zwei kürzeren Zeiten durch Formel II, die letzten beiden durch I sich mit durchaus befriedigender Uebereinstimmung darstellen lassen, wobei für 2^{min} m gröfser ist, als für 1^{min}. Es gelten also genau die nämlichen Beziehungen, wie die von mir für Silber gefundenen.

1) Boltzmann, Wien. Sitzungsber. 1874, Okt. 8 u. 22.
Es ist zu beachten, dafs Boltzmann die Zeiten nicht von dem Ende, wie hier, sondern von der Mitte der Torsionsdauer an zählt.

Tabelle V.

Boltzmann's Beobachtungen über die Torsion eines Glasfadens.

$T = \frac{1}{4}$ min			$\frac{1}{2}$ min			1 min			2 min		
t	x	Δ	t	x	Δ	t	x	Δ	t	x	Δ
min			min			min			min		
1,87	5,5	±	1,75	11	+0,3	1,5	21	±	1	43	+0,3
2,87	3,6	±	2,75	7,5	−0,1	2,5	14	−0,2	2	28	−0,3
3,87	2,8	−0,1	3,75	5,7	−0,1	3,5	10,3	+0,1	3	21	−0,1
5,87	1,8	±	5,75	3,9	−0,1	5,5	7	±	5	14,2	+0,1
7,87	1,4	±	7,75	2,8	+0,1	7,5	5,3	±	7	10,9	+0,1
11,87	0,9	±	11,75	1,9	±	11,5	3,6	±	11	7,5	±
15,87	0,7	±	15,75	1,4	+0,1	15,5	2,6	+0,1	15	6	−0,3
						23,5	1,8	±	23	3,7	+0,2
						31,5	1,3	±	31	2,8	+0,1
$c = 10{,}13$			$c = 18{,}90$			$C = 472400$			$C = 3455$		
$\alpha = 0{,}968$			$\alpha = 0{,}923$			$a = 9{,}701$			$a = 4{,}387$		
						$m = 0{,}08$			$m = 0{,}14$		

Die beiden Coëfficienten α unterscheiden sich wenig von einander. Sie sind bedeutend gröfser als bei dem Silber (0,39), ja sogar als bei dem Kautschuk (0,33 bis 0,70). Dafs die Torsionsdauer 1 min ein gröfseres C ergiebt, als 2 min, zeigt wieder die Unanwendbarkeit der Formeln für den ersten Augenblick. Doch tritt der Fall, dafs das für die Dauer 1 min berechnete x gröfser wird als dasjenige für 2 min erst für die Zeit $t = 0{,}115$ ein. Lägen Beobachtungen für diese ersten Zeiten vor, so würden sich die Constanten also etwas anders ergeben.

4. Ausdehnung des Kautschukfadens.

Bekanntlich bezog sich die erste grundlegende Arbeit Weber's [1]) über die elastische Nachwirkung auf die Ausdehnung; seitdem ist die letztere nicht wieder Gegenstand der Untersuchung gewesen. Diese Beobachtungen wieder aufzunehmen, schien aber aus mehreren Gründen wünschenswerth: erstens, damit man auch an anderen Substanzen als am Coconfaden ihre Gesetze kennen lerne, sodann aber auch, weil noch eine Vereinfachung der Verhältnisse gegenüber Weber's Verfahren möglich ist. Damals näm-

1) Weber, Ann. Bd. XXXIV, S. 247; *Comm. Soc. Gött. Vol. VIII*, 45.

lich geschah die primäre Längenänderung nicht plötzlich, sondern erforderte mehrere Minuten Zeit, weil sie durch Anziehen einer Schraube hervorgebracht wurde. Hierdurch wird die Einführung eines gegebenen Anfangspunktes der Nachwirkung verhindert; was freilich nach Weber's Auffassung der Nachwirkung gleich war, nicht aber nach derjenigen, welche sich nach meinen Beobachtungen über die Torsion ergab. Weber nämlich nahm an, dafs einem und demselben Abstande des Körpers von der endlichen Gleichgewichtslage immer die nämliche Geschwindigkeit der Gestaltsänderung zukomme. Bei der Torsion erwies sich jedoch diese Anschauung unzulässig (vergl. auch S. 359). Nun habe ich freilich schon früher zu zeigen versucht, dafs Weber's Beobachtungen mit denen der Torsion in Uebereinstimmung zu bringen sind; jedoch lag ein Hinderniss gegen positive Schlüsse in dem erwähnten Mangel der bestimmten Anfangszeit, sowie dann noch darin, dass die spannenden Kräfte bei Weber's Beobachtungsweise mit der allmählig eintretenden Nachwirkung sich in einem gewissen Verhältniss änderten.

Wegen der Kleinheit der Verlängerung sind die meisten Substanzen, z. B. alle unorganischen, wenig geeignet, die Ausdehnung genau zu studiren. Ich habe den Kautschukfaden genommen, und zwar die gleiche Sorte wie die vorhin für die Torsion gebrauchte. Der Faden war oben an einem Halter in der Wand befestigt und trug in der Nähe des unteren Endes eine Marke. Ich werde den Abstand dieser Marke vom Befestigungspunkt des Fadens kurz seine Länge nennen. Dicht hinter der Marke befand sich ein verticaler Millimeter-Maafsstab, auf welchem die Einstellung der Marke mittelst eines Fernrohres abgelesen wurde. Das letztere war parallel mit sich in verticaler Richtung verschiebbar und wurde so verschoben, dafs die Mitte des Gesichtsfeldes immer der Marke nahe blieb.

An dem Faden hing unterhalb der Marke ein kleines Waagschälchen zur Aufnahme von Belastungen; wiederum an letzterem hing an dünnem Draht ein kleiner verticaler

Hohlcylinder aus Messingblech, welcher zur Beruhigung von Pendelschwingungen in ein Gefäfs mit Wasser untertauchte. Eine Beruhigung für longitudinale Schwingungen war unnöthig.

Die durch die unbelastete Schale und die genannte Vorrichtung zum Beruhigen hervorgebrachte *constante Belastung* des Fadens betrug 4,1 Grm. und die *Länge des hierdurch gespannten* Fadens war 2300^{mm}.

Vor dem Beginn der Versuche wurde der Faden 20 Minuten lang um etwa 600^{mm} ausgedehnt und alsdann einen Tag lang sich selbst überlassen.

Längsnachwirkung nach kurz dauernden constanten Verlängerungen des Fadens.

Man faſste den Faden unterhalb der Marke mit der Hand und dehnte ihn um eine Länge l aus, hielt diese Verlängerung eine Minute lang constant und führte dann den Faden rasch aber behutsam in seine natürliche Lage zurück. Losgelassen hatte er binnen 10^{sec} seine Schwankungen so weit beruhigt, daſs man mit den Beobachtungen am Fernrohr beginnen konnte; doch macht diese erste Ablesung noch keinen Anspruch auf groſse Genauigkeit. (Tab. VI.)

Ueberschreitungen der Elasticitätsgränze und Unregelmäſsigkeiten der Einstellung machten sich bei diesen Versuchen weit weniger fühlbar als bei der Torsion. Nach Verlauf einer halben Stunde war der Faden regelmäſsig bis auf weniger als 1^{mm} wieder seiner Länge vor dem Versuch nahe gerückt, welche letztere deſswegen immer als Gleichgewichtslänge angesehen wurde; *die unten angegebenen Gröſsen x sind also die temporären Verlängerungen des Fadens gegen die dem Versuche vorausgehende Länge.*

Zwischen zwei Versuchen lag eine hinreichende Zeit, daſs durch die vorausgehende Nachwirkung in 50^{min} eine merkliche Verschiebung nicht mehr eintrat[1]). Die zeit-

1) Mit Ausnahme von No. 3 mit der Verlängerung 200^{mm}. Damals war 23^{min} vorher der Versuch mit 120^{mm} angestellt worden. Nach der

liche Reihenfolge der verschiedenen Sätze (innerhalb dreier Tage) ist durch die Nummern angegeben. No. 1 ist das Mittel aus zwei Beobachtungen.

Bei dem Versuche, die Beobachtungen durch Gesetze darzustellen, führt gleich die Formel II zu einem günstigen Resultat. Unter jeder Reihe sind die Zahlen der Constanten c und α aufgeführt, welche die durch die Differenzen Δ (ber. — beob.) angezeigte Uebereinstimmung geben. Letztere ist bis auf die zu $t = 10^{sec}$ gehörenden Werthe überall befriedigend. An sich würde auf die anfängliche geringere Uebereinstimmung kein grofser Werth zu legen seyn, da wie schon bemerkt, die Unsicherheit der Ablesung hier beträchtlich war, und weil defswegen bei der Bestimmung der Constanten die Zeit $0^{min},167 = 10^{sec}$ nicht mit berücksichtigt worden ist. Indessen springt doch zugleich eine Regelmäfsigkeit der Vorzeichen ins Auge, nach welcher die Rechnung für die allererste Zeit etwas zu grofse Werthe zu liefern scheint. In der That findet sich bei Anwendung der allgemeinen Formel I, dafs m nicht ganz Null wird. Ich habe die Reihe No. 7 (250^{mm}) nach $x = 31990 \cdot e^{-8,401 \cdot t^{0,07}}$ berechnet und die Differenzen unter Δ' hinzugefügt. Die Uebereinstimmung läfst nichts mehr zu wünschen.

Ueber die letzte in niederer Temperatur gemachte Beobachtung folgen in §. 6 einige Bemerkungen.

unten angegebenen Formel für letztere Nachwirkung wurde die Verschiebung der Ruhelage durch letztere während der Beobachtung No. 4 berechnet (höchstens $0,2^{mm}$) und als Correction der Ablesungen angebracht.

Tab. VI.

Dehnungen des Kautschukfadens von 1 min Dauer.

No. 1. $\tau = 18°,5$			5. $+17°,7$		2. $+18,°5$		6. $+17°,3$		No. 3. $+18°,6$			7. $+17°,6$			4. $+18°,7$		8. $+9°$	
	40 mm		80 mm		120 mm		160 mm			200 mm		250 mm			300 mm		160 mm	
t	x	Δ	x	Δ	x	Δ	x	Δ	t	x	Δ	x	Δ	Δ'	x	Δ	x	Δ
min		mm							min	mm								
(0,167)	3,9	+ 0,43	6,6	+ 0,8	10,3	+ 0,8			(0,167)	15,8	+ 1,0	18,6	+ 2,0	+ 0,7	21,3	+ 1,7		
0,25	3,45	+ 0,09	5,7	+ 0,3	8,6	+ 0,2	10,5	+ 0,3	0,25	13,0	+ 0,2	15,6	+ 0,6	±	17,7	+ 0,4	15,9	+ 0,6
0,333	3,05	+ 0,01	5,1	±	7,5	±	9,1	+ 0,1	0,333	11,1	+ 0,1	13,4	+ 0,2	±	15,2	±	13,8	+ 0,3
0,5	2,55	− 0,05	4,2	− 0,1	6,1	− 0,1	7,3	±	0,5	8,9	− 0,1	10,9	− 0,2	− 0,2	12,1	− 0.2	11,4	− 0,2
0,667	2,15	+ 0,02	3,6	− 0,1	5,2	− 0,1	6,4	− 0,2	0,667	7,6	− 0,2	9,3	− 0,3	− 0,2	10,2	− 0,2	9,8	− 0.3
1	1,70	+ 0,07	2,9	±	4,1	±	5,0	±	1	6,0	− 0,2	7,3	− 0,3	− 0,1	8,0	− 0,1	7,9	− 0,3
1,5	1,45	±	2,3	±	3.2	±	4,0	±	1,5	4,7	− 0,1	5,7	− 0,2	− 0,1	6,2	±	6,3	− 0,3
2	1,22	+ 0,03	1,9	+ 0,1	2,7	±	3,3	+ 0,1	2	3,9	±	4,6	±	+ 0,1	5,2	±	5,2	− 0,1
3	0,97	+ 0,05	1,6	±	2,2	±	2,6	+ 0,1	3	3,0	+ 0,1	3,6	±	+ 0,1	4,0	+ 0,1	4,0	+ 0,1
5	0,80	− 0,01	1,2	±	1,6	±	2,0	±	5	2,2	+ 0,1	2,6	+ 0,1	±	2,9	+ 0,1	2,9	+ 0,2
7	0,71	− 0,05	1,05	±	1,4	±	1,6	+ 0,1	7	1,8	±	2,1	+ 0,1	±	2,4	±	2,5	+ 0,1
10	0,60	− 0,04	0,9	− 0,1	1,2	− 0,1	1,4	±	10	1,5	±	1,7	+ 0,1	±	2,0	±	2,0	+ 0,1
15	0,52	− 0,06	0,7	±			1,2	− 0,1	15	1,2	±	1,4	±	− 0,2	1,5	±		
20	0,48	− 0,08	0,6	±	0,8	±	1,1	− 0,2	20			1,1	+ 0,1	− 0,1	1,3	±		
30			0,6	− 0,1			1,0	− 0,3	30			0,9	±	− 0,1				
50							0,8	− 0,2	50			0,6	+ 0,1	− 0,1	0,9	− 0,1		
c =	1,77		2,86		4,06		4,97			5,84		7,04			7,86		7,60	
a =	0,50		0,53		0,56		0,56			0,59		0,60			0,60		0,56	

Die c sowohl wie die α zeigen einen sehr regelmäfsigen Verlauf bei den Reihen von ungefähr gleicher Temperatur.

Die gefundenen Geschwindigkeitscoëfficienten oder Exponenten α liegen zwischen 0,5 und 0,6, entfernen sich also nicht aus der Gränze, innerhalb deren die für die Torsion gefundenen α lagen (§. 2). Hingegen zeigt ihre Aenderung bei verschieden grofsen Verlängerungen den umgekehrten Gang. Während Torsions-Nachwirkungen mit wachsendem primären Torsionswinkel verhältnifsmäfsig langsamer verschwinden, haben wir bei der Ausdehnung die verhältnifsmäfsig gröfsere Zähigkeit der Nachwirkung für die geringeren Ausdehnungen.

Als lineare Function der Verlängerung l^{mm} nach kleinsten Quadraten bestimmt ist

$$\alpha = 0{,}50 + 0{,}00038 \,.\, l,$$

oder, die Verlängerung in Bruchtheilen der Gesammtlänge 2300^{mm} ausgedrückt, d. h. $\lambda = \frac{l}{2300}$ gesetzt

$$\alpha = 0{,}50 + 0{,}88 \,.\, \lambda.$$

Als Gränzwerth für kleine Verlängerungen entsteht hiernach für unseren Fall $x = \frac{c}{\sqrt{t}}$, was aber nur zufällig seyn dürfte.

Die Gröfse der Nachwirkung c wächst mit steigender Verlängerung der letzteren beiläufig proportional, doch ist eine Verzögerung deutlich ausgesprochen. Man findet nach kleinsten Quadraten

$$c = 0{,}0383 \,.\, l - 0{,}0000410 \,.\, l^2$$

oder, wenn wieder für l die Gröfse λ eingeführt und nun natürlich auch c in Bruchtheilen der ganzen Länge 2300^{mm} gemessen wird,

$$c = 0{,}0383 \,.\, \lambda - 0{,}0943 \,.\, \lambda^2.$$

Grofse Bedeutung für die Erkenntnifs der Nachwirkung hat unstreitig die Vergleichung dieses Vorganges bei der Torsion und der Ausdehnung. Es ist zu wünschen, dafs solche Beobachtungen an einem und demselben Faden

combinirt werden. Bei uns liegt nun wenigstens die gleiche Sorte Kautschuk den eben mitgetheilten Versuchen und denen des §. 2 über Torsion zu Grunde. Durch Vergleichung der Formeln für c und α (S. 347 und 357), und in Anbetracht der beiderseitigen Versuchsverhältnisse, sieht man, dafs die Nachwirkung nach der Torsion gröfser ist als bei der Ausdehnung, dafs aber immerhin die *Gröfse und der Verlauf der Längs- und Torsionsnachwirkung von derselben Ordnung sind.* Auch ohne genaue quantitative Vergleichung gewährt diese Thatsache Interesse.

5. Längsnachwirkung des Kautschukfadens bei dauernder Aenderung der Belastung.

Eine zweite Gruppe von Beobachtungen habe ich in der Weise angestellt, dafs die Belastung des Fadens plötzlich um 4, 2 oder 1 Gramm vermehrt oder vermindert und nun die allmählige Annäherung des Fadens an die neue Ruhelage beobachtet wurde. Es zeigt sich, dass hier bei dem Kautschuk sehr bedeutende Nachwirkungen auftreten, welche lange Zeiträume in Anspruch nehmen.

Der letztere Umstand verhinderte leider wiederum die experimentelle Feststellung der neuen Gleichgewichtslage, wozu wie es scheint, ein wochenlanges Beobachten nothwendig wäre. Wollte man sich auch dieser Arbeit unterziehen, so wäre damit doch nicht viel erreicht, denn es scheint, dafs auch hier Aenderungen des Fadens mit der Zeit eintreten, welche von der Nachwirkung unabhängig sind. Selbst wenn der Faden lange Zeit „unbelastet“ war (d. h. nur mit dem constanten Gewicht seiner Waagschaale beschwert), verlängerte er sich fortwährend täglich um einen Betrag von etwa 1^{mm}.

Es ist hiernach zugleich wahrscheinlich, dafs die länger fortgesetzten Beobachtungen bei *Mehrbelastung* etwas *zu grofse Verlängerungen*, bei *Entlastung* etwas *zu kleine Verkürzungen* ergeben haben.

Mehrbelastungen. Ich gebe in der folgenden Tabelle die Resultate einiger Versuche, wobei *die Zahl y die zur*

Zeit t vorhandene Verlängerung gegen die dem Versuch vorausgehende Fadenlänge bedeutet.

Die Reihe mit + 4 Gr. Belastung habe ich dann nach dem Ausdruck II darzustellen gesucht. Wie früher (§. 2) wurde diejenige Endlage gesucht, welche sich unter Anwendung des Ausdrucks auf die erste Stunde ergab, und dann die Bestimmung von α und c durch Berechnung einiger Werthe und Mittelnehmen ausgeführt. Man wird (Tab. VII) die Uebereinstimmung in den ersten Stunden recht befriedigend finden. Später nähert sich die Beobachtung der endlichen Gleichgewichtslage rascher als die Rechnung. Möglich, dafs hier eine wirkliche Abweichung der Formel vorliegt, möglich aber auch, dafs die, nach 3^h etwa um 1° gewachsene Temperatur und der S. 358 erwähnte Umstand eine Einwirkung äufserte.

Die Endverlängerung des Fadens ist $= 176{,}4$ gesetzt, $c = 55{,}5$, $\alpha = 0{,}109$, so dafs die Rechnung nach der Formel

$$y = 176{,}4 - \frac{55{,}5}{t^{0{,}109}}$$

ausgeführt wurde. Nach Verlauf eines Tages würde also noch nahe der zehnte Theil der gesammten durch 4 Gr. bewirkten Verlängerung, gefehlt haben.

Nennt man λ die Verlängerung des Fadens in Bruchtheilen der Gesammtlänge (2300^{mm}), so wird

$$\lambda = 0{,}0767 - \frac{0{,}0241}{t^{0{,}109}}.$$

Was nun die Ausdehnungen bei den anderen Belastungen 2 bez. 1 Gr. betrifft, so beschränke ich mich auf die Frage, wie sie sich zu derjenigen bei 4 Gr. verhalten.

Dabei ist zuerst zu untersuchen, ob die von Weber angenommene Congruenz der verschiedenen Nachwirkungen, von geeigneten Punkten an gerechnet, stattfindet (S. 353). Es zeigt sich jedoch, dafs die verschiedenen Curven auf keine Weise zur Deckung gebracht werden können, wodurch die Vermuthung bestätigt wird, dafs die beiden Curven Weber's nur wegen der geringen Verschieden-

heit der primären Veränderungen eine ungefähre Congruenz zeigten.

Dagegen findet sich nun auch hier die *Aehnlichkeit* der Curven mit grofser Annäherung ausgesprochen. Nennt man die zur Zeit t durch die Belastung 4^{gr} hervorgebrachte Verlängerung y_4, so kann man diejenige durch 2^{gr} bez. 1^{gr} darstellen durch

$$y_2 = 0{,}463 . y_4 \qquad y_1 = 0{,}227 . y_4,$$

oder

$$\frac{y_4}{y_2} = 2{,}16 \qquad \frac{y_4}{y_1} = 4{,}41.$$

Die beiden Verhältnisse sind ein wenig gröfser als das Verhältnifs der Belastung, was zu erwarten war; denn wenn man mit Verlängerungen bis zu $\frac{1}{13}$ der Gesammtlänge arbeitet, so weifs man schon, dafs die Verlängerung nicht mehr der Belastung genau proportional ist, sondern etwas beschleunigt wächst.

Ich schreibe wieder neben die beobachteten y die Ueberschüsse Δ der als aus der ersten Reihe berechneten Werthe über y.

Die eingeklammerten y sind graphisch interpolirt worden.

Tab. VII.

Ausdehnung des Kautschukfadens durch dauernde Mehrbelastungen.

	+ 4gr 17°,3		+ 2gr 19°,5		+ 1gr 18°,7	
t	y	Δ	y	Δ	y	Δ
min	mm		mm		mm	
0,25	112,2	−0,3	52,0	±	24,7	+0,8
0,33	113,8	±	52,9	−0,2	25,3	+0,8
0,5	116,5	±	54,1	−0,1	26,1	+0,4
0,66	118,4	±	54,6	+0,2	26.5	+0,4
1	120,9	±	55.7	+0,3	27,1	+0,4
2	124,9	±	57,4	+0,5	28,0	+0,4
3	127,2	±	58,4	+0,5	28,6	+0,3
5	129,8	±	59,6	+0,5	29,2	+0,3
7	131,4	+0,1	60,3	+0,6	29,7	+0,1
10	133,2	±	61,0	+0,7	30,1	+0,1
15	135,0	+0,1	61,7	+0,8	30,7	±
20	136,2	+0.2	62,5	+0.6	31,0	−0,1
30	138,0	+0,1	63,1	+0,8	31,4	−0,1
50	140,1	+0,1	64,3	+0,6	32,1	−0,3

	+ 4gr	17°,3	+ 2gr	19°,5	+ 1gr	18°,7
t	y	Δ	y	Δ	y	Δ
min	mm		mm		mm	
70	141,3	+0,2	65,1	+0,3	32,4	−0,3
120	143,6	−0,1	66,4	+0,1	33,2	−0,6
200	146,1	−0,9	67,6	+0,1	33,9	−0,7
300	(148,6)	−2,0	(68,8)	±	34,4	−0,6
400	150,6	−3,1	(69,7)	±	(34,7)	−0,5
1050	(156,9)	−6,5	74,3	−1,6	36,1	−0,5
1260	157,7	−6,8	75,0	−2,0	36,4	−0,6
1440	158,2	−6,9	75,9	−2,6	36,5	−0,6
∞	176,4	ber.				

Auf die letzten Werthe ist wie erwähnt kein grofses Gewicht zu legen. Im Uebrigen halten sich die Differenzen unterhalb 1 mm. Hiernach nehmen ***die allmählichen Ausdehnungen durch verschieden grofse Belastungen einen nahezu ähnlichen Verlauf.*** Für die ***Torsion*** wurde dasselbe nachgewiesen (LXIX, 345).

Nachwirkung nach Entlastungen. Die im Vorigen gebrauchten Mehrbelastungen wurden nach längerer Zeit wieder entfernt, und zwar 1gr nach 23h, 2gr nach 120h, 4gr nach 29h. Zur Zeit t nach der Entlastung hatte sich dann der Faden um y verkürzt (Tab. VIII).

Die nächstliegende Frage ist offenbar, wie diese Verkürzungen sich zu den bei den entsprechenden Belastungen stattgefundenen Verlängerungen verhalten. Die Antwort darauf liefert die Gröfse Δ, welche zu y hinzugefügt eben die Verlängerungen der Tab. VII ergiebt.

Tabelle VIII.

Verkürzung des Kautschukfadens durch dauernde Minderbelastungen.

	− 4gr	17°,4	− 2gr	16°,6	− 1gr	18°,3
t	y	Δ	y	Δ	y	Δ
min						
0,25	119,3	−7,1	53,3	−1,3	24,8	−0,1
0,5	123,0	−6,5	54,9	−0,8	26,0	+0,1
1	126,7	−5,8	56,5	−0,8	27,0	±
2	130,2	−5,3	58,4	−1,0	27,9	+0,1
5	134,3	−4,5	60,5	−0,9	29,2	±
10	137,1	−3,9	62,0	−1,0	30,1	±
20	139,9	−3,7	63,5	−1,0	30,9	+0,1

	— 4gr 17°,4		— 2gr 16°,6		— 1gr 18°,3	
t	*y*	*Δ*	*y*	*Δ*	*y*	*Δ*
min						
50	143,3	—3,2	65,4	—1,1	31,8	+0,3
120	146,2	—2,6	67,0	—0,6	32,6	+0,6
300	148,6	±	68,9	—0,1	33,1	+0,3
1260					33,5	+2,9
1440	151,6	+6,6	71,0	+4,9		

Man wolle beachten, daſs für 1gr und 4gr *Be-* oder *Ent*lastung die Temperaturen fast gleich waren, daſs für 2gr dagegen die *Be*lastung bei einer etwas höheren Temperatur stattfand.

Daſs nach längerer Zeit die Verlängerung allgemein gröſser beobachtet worden ist, als die Verkürzung, war zu erwarten. Im Uebrigen sieht man, daſs *Ent-* und *Be*lastung mit 1gr einen sehr nahe congruenten Verlauf der Nachwirkung geben. Für 2gr verläuft die Verkürzung ein wenig rascher, und die Unterschiede würden in gleicher Temperatur noch etwas wachsen (vergl. § 6). Für 4gr sind die Differenzen von gleichem Vorzeichen aber noch gröſser. Diese Resultate dürften folgendermaaſsen zu deuten sein:

Verkürzung und Verlängerung bei der Belastung oder Entlastung um dasselbe Gewicht verlaufen congruent, so lange die Längenänderungen relativ klein *sind*; werden dieselben jedoch gröſser, so daſs der belastete Faden eine wesentlich andere Beschaffenheit besitzt als der unbelastete, so treten Abweichungen ein. Ob diese Abweichungen stets in einer Beschleunigung der Verkürzung bestehen, mag dahin gestellt bleiben. Vermuthlich treten sie bei hart elastischen Körpern, in dem gleichen Maaſse vermindert auf, wie auch die Abweichungen der elastischen Verschiebungen von dem Gesetze der Proportionalität kleiner sind.

Daſs die Nachwirkung in einem Coconfaden bei gleicher Dehnung oder Verkürzung nahe congruent verläuft, hat schon Weber gezeigt.

Dem so für die Ausdehnung gefundenen Verhalten scheint die *Torsion* zu entsprechen. Bd. CXIX, S. 341 und 345,

Tab. I und III habe ich die Drehungsmomente mitgetheilt: erstens eines Glasfadens, der plötzlich um 1080° gedrillt wurde, und zweitens desselben Fadens, welcher diese Torsion einen Tag lang besessen hatte und dann plötzlich abgewunden worden war. Man wird leicht erkennen, dafs die beiden Nachwirkungen in der ersten Stunde so gut wie congruent verlaufen.

6. Einfluſs der Temperatur.

Die Temperatur äufsert einen eigenthümlichen Einfluſs auf die Längsnachwirkung des Kautschuks.

Vergleicht man zunächst die in Tab. VI gegebene Nachwirkung nach einer 1^{min} dauernden Verlängerung von 160^{mm} bei 9° mit der gleichen bei 17°,3, so sind die Zahlen der ersteren Reihe überall um etwas mehr als die Hälfte gröſser. Die Curven sind einander *ähnlich* und ergeben in der That denselben Exponenten α. In letzterer Hinsicht stimmt die Erscheinung mit den am gedrillten Silberdraht beobachteten Verhältnissen. Der Einfluss der Temperatur auf die *Gröfse* der Nachwirkung aber ist gerade umgekehrt, denn bei dem Silber wächst letztere mit der Temperatur (CXXVIII, 216).

Ich habe ferner die Mehrbelastung mit 2^{gr} bei verschiedenen Temperaturen beobachtet. Dabei fand sich (wobei die Reihe für 19°,5 aus Tab. VII entnommen worden ist):

Tabelle IX.

Einfluſs der Temperatur auf die Längsnachwirkung des Kautschukfadens.

t	19°,5	18°,7	9°,0	7°,6
min	mm	mm	mm	mm
0,033				24
0,083				28
0,166		49		32
0,25	52,0	50,9		33,5
0,33	52,9	51,7	43	35,0
0,5	54,1	53,0	46,9	37,4
1	55,7	55,0	50,0	41,4
2	57,4	57,1	52,8	45,4
5	59,6		56,4	49,5
10	61,0		58,7	
20	62,5		61,1	
1440	75,9			

Hier spricht sich ein enormer Einfluſs der Temperatur aus. In höherer Temperatur sind die anfänglichen Verlängerungen viel gröſser als in niederer; die Differenzen nehmen aber mit wachsender Zeit ab. Man darf annehmen, daſs sie schlieſslich verschwinden (da der durch einige Gramm gespannte Kautschukfaden jedenfalls keinen erheblichen Temperatur-Ausdehnungscoëfficienten zeigt) und daſs die Verlängerungen nach einem Tag in allen Reihen etwa 76^{mm} betragen würden.

Aehnliches wurde für die allmählige Verkürzung nach einer plötzlichen Entlastung des Fadens beobachtet.

Vergleicht man nun mit der Gesammtverlängerung 76^{mm} Anfangszahl 24^{mm} der Reihe mit $7°,6$, so zeigt sich, daſs bei dem Kautschuk in solcher Temperatur die Gesammtausdehnung zum bei weitem gröſsten Theile als Nachwirkung vor sich geht. Man kann überschlagen, daſs zur Zeit $t = 0{,}008^{min}$ ($\frac{1}{2}$ Sec.) die vorhandene Verlängerung etwa 14 bis 16^{mm} betragen hat. Also geht in der ersten halben Secunde nur etwa der 5. Theil der Gesammtausdehnung vor sich.

Hiernach dürfte man zweifelhaft werden, ob für den Kautschuk überhaupt eine Theilung der elastischen Formänderungen in plötzliche und nachwirkende statthaft ist.

Jedenfalls aber hat es unter solchen Verhältnissen gar keinen Sinn mehr, von einem Elasticitätsmodul schlechthin zu reden, denn derselbe wird, aus Schwingungen bestimmt, das mehrfache von der Zahl betragen, welche man durch dauernde Belastungen erhält.

Mit dem hier gefundenen groſsen Einfluſs der Temperatur auf die Nachwirkung stimmen die Resultate von Exner[1]) überein, welche eine bedeutende Zunahme der Schallgeschwindigkeit im Kautschuk mit sinkender Temperatur ergeben: bei $60°$ etwa die Hälfte von derjenigen bei $0°$.

Hingegen scheint mir der von Exner aus diesen Resultaten gezogene Schluſs nicht ohne weiteres statthaft, daſs

1) Wiener Sitz.-Ber. 1874, Jan. 22.

man nicht zur Frklärung der bekannten, auffälligen Contraction des belasteten Kautschuk durch Temperatursteigerung eine Zunahme des Elasticitätsmodul mit der Temperatur annehmen dürfe. Denn aus obiger Tabelle ergiebt sich, daſs man von der Schallgeschwindigkeit durchaus nicht auf den statischen Elasticitätsmodul, welcher doch hier in Betracht kommt, schlieſsen darf.

7. Beobachtungen in den ersten Secunden.

Gegen den Ausdruck II $x = \frac{c}{t^a}$ kann, wie ich selbst natürlich gleich bemerkt habe (CXIX, 360), eingewandt werden, daſs er die Zeit Null nicht mit darstellt. Hierauf läſst sich zunächst antworten, daſs dies auch nicht seine Aufgabe seyn kann, denn für die statische Nachwirkung kommt diese Zeit nicht mehr in Betracht. Man könnte natürlich unserer Zeit t eine Constante hinzufügen, um das Unendlichwerden für $t = 0$ zu verhindern, wodurch zugleich noch eine bessere Uebereinstimmung zu erzielen wäre; indessen ergeben die Beobachtungen, daſs diese Constante von Null wenig verschieden ist, und aus den vorliegenden Beobachtungen läſst sich eine numerische Bestimmung nicht mit einiger Sicherheit ausführen.

Ferner wird aber der Einwand erheblich entkräftigt werden, wenn wir einmal fragen, von welcher Ordnung diese Zeit „Null“ ist, für welche die Formel mit den erfahrungsgemäſs gefundenen Coëfficienten sinnlos groſse Zahlen liefert. Rechnen wir z. B. zurück bis zu dem Augenblick t, in welchem die Formel S. 359 für die allmähliche Ausdehnung durch 4^{kr} den Werth $y = 0$ ergiebt, so findet sich $t = 0^{min},000025$. Das ist ein Werth, welcher selbst nur ein kleiner Bruchtheil ist von der Schwingungsdauer eines unbelasteten Kautschukfadens von unserer Länge.

Stellt man die gleiche Frage für die früheren Versuche mit dem Silberdraht, etwa für den Fall, daſs der Draht 1^{min} gedrillt gewesen war, und berechnet, für welches t die damals gefundene Formel eine Nachwirkung gleich

der ganzen vorausgegangenen Torsion ergiebt, so findet man (in mittlerer Temperatur) $t = 0^{min},00000002$, also eine noch viel kleinere Zeit.

Bei den Längs-Nachwirkungen nach kürzeren Drehungen (§. 4) kommt man freilich durch das gröfsere α auf gröfsere t, allein selbst im ungünstigsten Falle doch nur auf $0^{min},0025$, sowie an dem Glasfaden nach Boltzmann (§. 3) auf $0^{min},0006$.

Es ist also der erwähnte Einwand praktisch hinfällig.

Um nun aber zu prüfen, wenn auch nur angenähert, ob für die allerersten, der Beobachtung zugänglichen Zeiten wirklich eine Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung stattfinde oder nicht, habe ich die Ablesungen am Kautschukfaden schon 1^{sec} nach vermehrter Belastung anzustellen gesucht. Ich legte zur Zeit 0 rasch aber vorsichtig ein Gewicht von 2^{gr} auf, welches, um den Stofs zu verringern, aus vier durch Fädchen verbundenen Gewichtchen zusammengesetzt war, die sich nach einander auf die Wagschale aufsetzten. Der Faden senkte sich dann, ohne dafs beträchtliche Längsschwingungen eintraten, allmählich, und es gelang, schon 1^{sec} nach der Belastung eine Ablesung zu erhalten. Natürlich wurde mit bloſsem Auge abgelesen. Indem aber der Versuch oft wiederholt wurde, erhielt man auch hier durch Mittelnehmen leidlich genaue Resultate. Nach kurzer Zeit wurde stets entlastet und zum nächsten Versuch gewartet, bis der Faden für einige Minuten merklich constant blieb.

Ich las bei der einen Hälfte der Versuche auf 1, 4, 7 . ., bei der andern Hälfte auf 2, 5, 8 . . Secunden ab, so dafs ein vollständiges Bild des ganzen Vorganges erhalten wird. (Tab. X.)

Berechnet man nun für die Beobachtungszeiten t nach der Formel (S. 359) $y = 176,4 - \frac{55,5}{t^{0,109}}$, so findet man, dafs die gewonnenen Zahlen mit 0,495 multiplicirt die hier beob-

achteten so vollkommen darstellen, als die Genauigkeit der Beobachtung es nur erwarten läfst [1]).

Tabelle X.

Beobachtungen des Kautschukfadens in den ersten Secunden.

t		y	Δ
sec	min	mm	
1 =	0,017	44,9	−0,5
2	0,033	47,3	+0,2
4	0,067	50,2	+0,2
5	0,083	51,1	+0,2
7	0,117	52,5	+0,1
10	0,167	54,0	±
15	0,250	55,4	±
20	0,333	56,4	−0,1
30	0,5	57,7	±
40	0,667	58,6	±
60	1,0	59,8	±
80	1,33	60,5	+0,2

In unserem Falle kann man also nach der aus den späteren Zeiten entwickelten Formel mit naher Uebereinstimmung bis auf sehr frühe Zeiten zurückrechnen.

8. Nachwirkung nach Biegungen.

Die Biegung von Metall- oder Glasstäben lieferte keine Nachwirkung, welche genügend grofs gewesen wäre, um sie, ohne feinere Messungsmittel, genau zu beobachten. Ein Holzstab gab viel beträchtlichere Nachwirkungen, am stärksten jedoch zeigte sie ein Stab aus *Hartkautschuk*, welcher zu den folgenden Beobachtungen diente.

Der Stab war 16^{mm} breit, 3^{mm} dick. Er wurde hochkant mit dem einen Ende in einen Schraubstock geklemmt; die freie Länge betrug 600^{mm}. Die Biegungen erfolgten also in einer horizontalen Ebene und wurden vom Gewicht des Stabes nicht beeinflufst.

1) Das Verhältnifs 0,495 ist etwas gröfser als das früher gefundene 0,463. Diefs kann daher rühren, dafs die Belastung vielleicht etwas mehr als 2^{gr} betrug. Sie war aus Drahtstücken zusammengebunden und vielleicht nicht vollkommen abgeglichen worden. Da die Stückchen nicht mehr existiren, kann ich diefs leider nicht entscheiden.

Nachwirkung nach einer 18 Stunden dauernden Krümmung des Stabes zu einem Krümmungshalbmesser von 300mm.

Diese Krümmung war über den ganzen Stab ziemlich gleichmäfsig vertheilt gewesen. Die Nachwirkung äufserte sich in einer zurückbleibenden, anfangs sehr beträchtlichen Krümmung, welche zuerst rasch, dann langsam abnahm und während einer ganzen Woche verfolgt werden konnte. Alsdann war der Stab wieder fast vollständig gestreckt. Die Krümmungshalbmesser waren beiläufig nach

5sec	1min	10min	1h	10h	1t	2t	4t	6t
1,4	1,6	2,0	2,7	5,8	8,6	12,5	29	50met.

Zur Beobachtung der Krümmung war unterhalb des freien Endes des Stabes ein Mm.-Maafsstab befestigt; auf demselben las man die Abweichungen x dieses freien Endes von der Einstellung bei gestreckter Gestalt ab. Zur Vermeidung der Parallaxe diente ein dem Maafsstab untergelegter Spiegel.

Die folgende Tabelle enthält diese x in Millimetern, aber bereits in der Weise corrigirt, dafs sie dem augenblicklichen Krümmungshalbmesser ϱ umgekehrt proportional sind, also ein Maafs für die Krümmung selbst darstellen. Man erhält ϱ in Metern:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{x}{180}.$$ [1])

1) Wenn ein an einem Ende eingeklemmter Stab von der Länge l zu einem constanten Krümmungshalbmesser ϱ gebogen ist, und wenn man dabei den Abstand des freien Endes vom Klemmpunkte durch r, von der geraden Richtung des Stabes durch x bezeichnet, so ist $\frac{1}{\varrho} = \frac{2x}{r^2}$. Für mäfsige Werthe von x wird aber $\frac{l^2}{r^2} = 1 + \frac{1}{3}\frac{x^2}{l^2}$, also

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{2}{l^2} x \left(1 + \tfrac{1}{3}\frac{x^2}{l^2}\right).$$

Es ist also die Krümmung $\frac{1}{\varrho}$ der Ablenkung x, nach Anbringung einer Correction, einfach proportional. Die x der Tabelle sind bereits in dieser Weise corrigirt.

Es zeigte sich nun, dafs auch hier die Krümmung x sehr nahe der Formel I (S. 338) verschwindet. Setzt man

$$C = 136{,}7 \qquad a = 0{,}1979 \qquad m = 0{,}312,$$

so bedeutet Δ (Tab. XI) den Ueberschufs der Rechnung über die Beobachtung.

Tabelle XI.

Nachwirkung nach einer 18stündigen Biegung eines Stabes aus Hartkautschuk.

t	x	Δ	t	x	Δ
min			min		
0,083	126,5	−1,7	20	82,5	+0,1
0,2	122,0	−0,7	30	76,7	+0,5
0,33..	119,0	−0,1	50	70,0	−0,1
0,5	116,5	±	80	64,0	−1,2
0,66..	114,5	+0,3	350	37,9	+2,1
1	112,0	+0,1	633	30,3	+0,8
1,5	108,5	+0,7	1310	22,2	−0,9
2	106,6	+0,3	1745	18,5	−0,5
3	102,9	+0,5	2850	14,4	−1,6
5	98,3	+0,1	2970	12,4	±
7	94,6	+0,5	4300	8,4	+0,9
10	90,9	+0,2	5700	6,3	+0,9
15	86,1	+0,1	8530	3,6	+1,3

Die Anfangstemperatur war 17°,8; sie stieg in den ersten 30^{min} auf 18°,1. Später schwankte sie zwischen 16,2 und 19°,6. Dabei zeigte sich deutlich eine Einwirkung der Temperatur in gleichem Sinne, wie früher an dem Silberdraht gefunden wurde. Eine Temperatur-Erhöhung beschleunigte jedesmal die Rückkehr zur gestreckten Gestalt.

Am deutlichsten sieht man dies an den Beobachtungen für 2850 und 2970^{min}. In der Zwischenzeit war durch eine Unvorsicht der Stab etwa 10^{min} lang den Sonnenstrahlen ausgesetzt gewesen, wodurch alsbald ein Rückgang von etwa 1,5 Mm. erfolgte.

Die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung ist so gut, wie diese Einflüsse es erwarten lassen.

Nachwirkung nach gewöhnlichen Durchbiegungen.

Zum Schluſs theile ich noch einige Nachwirkungen mit, welche an demselben Stabe aus Hartkautschuk beobachtet worden sind. Man hatte dem freien Ende des Stabes in gewöhnlicher Weise eine Durchbiegung von 150, 100 oder 50^{mm} ertheilt, sie während einer Minute bestehen lassen und dann den Stab in seine natürliche Lage zurückgeführt. Die x der folgenden Tabelle bedeuten die zur Zeit t dann vorhandenen Verticalabstände des freien Endes von der gestreckten Gestalt.

An der Reihe für die Durchbiegung 150^{mm} werde ich zeigen, daſs sie sich durch

$$x = 29{,}92 \,.\, e^{-2{,}578 \,.\, t^{0{,}21}}$$

sehr genähert darstellen läſst.

Die anderen Reihen zeigen sich der genannten so gut wie genau proportional. Berechnet man

$$x_{100} = 0{,}703 \,.\, x_{150} \qquad x_{50} = 0{,}333 \,.\, x_{150},$$

so bleiben nur die Unterschiede Δ. Die Verhältnisse 0,703 und 0,333 sind wie man sieht nahe gleich $\frac{100}{150}$ und $\frac{50}{150}$, d. h. den Verhältnissen der vorausgegangenen Durchbiegungen.

Die Temperatur hat hier einen ganz ähnlichen Einfluſs wie auf die Torsion des Silberdrahtes: die Nachwirkung ist in niederer Temperatur geringer, wie man aus der vierten Reihe (Tab. XII) sieht. Diese Reihe, bei 10°,0 beobachtet, läſst sich darstellen durch Multiplication der bei 16°,4 erhaltenen Zahlen mit 0,623. Es ist also bei 10° die Nachwirkung nicht einmal $\frac{2}{3}$ von derjenigen bei 16°,4.

Aehnlich verhalten sich Nachwirkungen nach Durchbiegungen von 100^{mm} in niederer Temperatur.

Jede Reihe ist das Mittel aus mehreren Beobachtungen, weſswegen die Ablenkungen auf Hundertel des Millimeters angegeben werden.

Tabelle XII.

Nachwirkung nach Durchbiegungen des Stabes aus Hartkautschuk von 1^{min} Dauer.

Durchbiegung =	150^{mm}		100^{mm}		50^{mm}		150^{mm}	
Temperatur =	$16°,4$		$17°,9$		$17°,8$		$10°,0$	
t	x	Δ	x	Δ	x	Δ	x	Δ
min								
0,083	6,43	+0,05	4,70	−0,18	2,15	−0,01		
0,166	5,18	−0,08	3,53	+0,11	1,67	+0,06	3,40	−0,16
0,33	3,83	+0,03	2,67	+0,02	1,29	−0,01	2,35	+0,04
0,66	2,78	+0,03	1,97	−0,02	0,94	−0,01	1,80	−0,06
1	2,22	+0,05	1,60	−0,04	0,77	−0,03	1,35	+0,04
1,5	1,80	+0,01	1,22	+0,05	0,58	+0,02	1,12	±
2	1,50	+0,02	1,03	+0,02	0,48	+0,02	0,95	−0,01
3	1,10	+0,06	0,77	±	0,35	+0,02	0,80	−0,11
5	0,87	−0,06	0,58	+0,03	0,25	+0,04	0,47	+0,07
7	0,65	−0,03	0,45	+0,01	0,22	±0	0,35	+0,06
10	0,55	−0,09	0,33	+0,06	0,15	+0,03	0,26	+0,08
15	0,30	+0,02	0,27	−0,06			0,20	−0,01

Die beobachtete Nachwirkung nach der Durchbiegung unterscheidet sich von den früher für Torsion und Ausdehnung gefundenen dadurch, dafs für kleine Durchbiegungen nicht die einfachere Form II des Verlaufs auftritt. Zu beachten ist aber auch, dafs die Durchbiegung eine verwickeltere Gestaltsänderung darstellt. Erstens sind die Längsfasern theilweise verkürzt, theilweise ausgedehnt, ferner aber waren bei den Biegungen dieses § wie bei jeder gewöhnlichen Durchbiegung ja auch die Krümmungen der einzelnen Stabtheile ungleich, nämlich von dem freien Ende mit Null anfangend und bis zum gröfsten Werth an dem eingeklemmten Querschnitt wachsend. Es ist also die gewöhnliche Durchbiegung überhaupt zur Erforschung elementar einfacher Verhältnisse wenig geeignet.

9. Nachwirkung aufeinanderfolgender Deformationen von entgegengesetzter Richtung.

Allgemein hat die elastische Nachwirkung ihren Charakter dahin geäufsert, dafs eine ihr zugehörige Formänderung eines Körpers um so langsamer verschwindet,

je längere Zeit bereits seit der primären Gestaltsänderung verflossen ist.

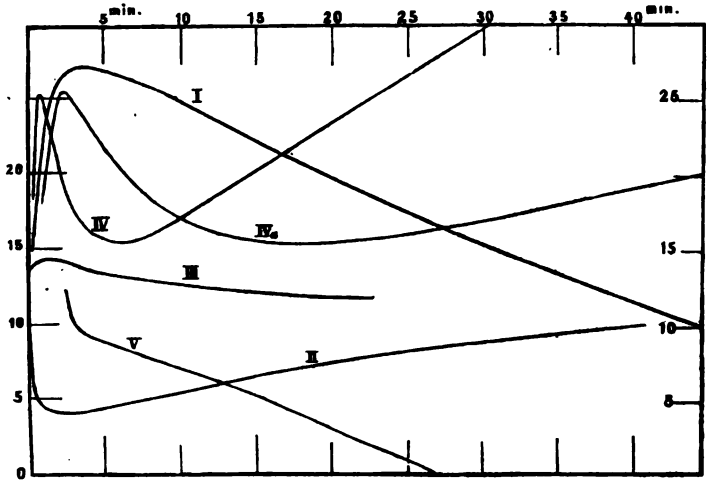
Falls nun verschiedene Nachwirkungen in einem Körper sich gewissermafsen übereinanderlagern, so erschien es nach dem Obigen denkbar, dafs man einem Körper einen Zustand mittheilen kann, in welchem er von selbst aus einer Bewegungsrichtung in die entgegengesetzte übergeht. Wenn man z. B. einem elastischen Körper zuerst eine grofse oder lange dauernde Deformation mitgetheilt hatte und demnächst eine kleinere und kürzere von entgegengesetztem Vorzeichen, worauf man den Körper sich selbst überläfst, so wäre zu erwarten, dafs anfangs die frischere Nachwirkung von der späteren Deformation überwiegt. Als die frischere aber wird sie rascher vergehen, und bei geeigneten Gröfsenverhältnissen kann nach einiger Zeit die ältere Nachwirkung wieder das Uebergewicht erhalten. Die Bewegungsrichtung des Körpers würde demnach ihr Vorzeichen wechseln.

Diese Vermuthung erschien mir interessant genug, sie zu prüfen. Denn, abgesehen von der Merkwürdigkeit, welche ein elastischer Körper bietet, der sich temporär freiwillig von seiner Gleichgewichtsgestalt weiter entfernt, wünschte ich das hervorgehobene Charakteristicum der Nachwirkung auf diese Weise schlagend zu bestätigen. Auch die Frage nach der Uebereinanderlagerung verschiedener Nachwirkungen verdient eine Prüfung.

Wie man aus dem Folgenden sehen wird, erfüllt sich in der That die obige Vermuthung in vollkommenster Weise, und zwar habe ich bei Torsion, Ausdehnung und Biegung Nachwirkungen bewirkt, die ihre Richtung wechselten.

Diese Beobachtungen ausführlich in Zahlen darzustellen würde nur dann einen Zweck haben, wenn man mit einem Material arbeitet, welches eine constante Gleichgewichtslage besitzt. Die unvermeidliche Ueberschreitung der Elasticitätsgränze macht bei dem Kautschuk die Einstellungen vor und nach der Deformation unvergleichbar. Ich

beschränke mich defswegen auf eine graphische Darstellung einiger von diesen sonderbaren Bewegungen.



Die Curve I bezieht sich auf die Torsion eines 300mm langen Kautschukfadens von der früher gebrauchten Sorte. Er war oben fest aufgehängt und trug unten einen sehr leichten Zeiger über einer Kreistheilung. Zuerst war der Faden einen Tag lang um 1080° gedrillt gewesen. Losgelassen hatte er eine sehr starke Nachwirkung gezeigt, von welcher in 10min etwa 180° abgelaufen waren. Die anfängliche Geschwindigkeit von etwa 10° in 1sec war nach und nach auf etwa $\frac{1}{30}$° gefunden. Nun drillte man 40sec lang um 360° nach der anderen Seite. Die Bewegung, welche der Zeiger hiernach zeigte, wird durch die Curve I dargestellt. Als Ordinaten-Einheit gilt der Bogen-Grad.

Der Faden bewegte sich also zuerst rasch im Sinne der zweiten Nachwirkung, dann verlangsamte sich diese Bewegung und ging nach 3,5min in die entgegengesetzte über, mit einem Wendepunkte nach abermals etwa 10min.

Nr. II giebt die anfängliche Verlängerung und nach etwa 1,5min darauf folgende Verkürzung des in § 4 bis 7 gebrauchten Kautschukfadens in Mm.; seine Belastung war

zunächst um 4 Gr. vermindert worden, nach 6^{min} hatte man den Faden 1^{min} lang um 40^{mm} verkürzt festgehalten und nun sich selbst überlassen. Die Temperatur war $6^{0},6$.

Ebenso giebt Nr. III eine Nachwirkung des Kautschukstabes (§ 8), den man 27^{min} um 150^{mm} durchgebogen festgehalten hatte und demnächst nach 5^{min} während 1^{min} um 100^{mm} entgegengesetzt. Die Ordinaten-Einheit ist $= \frac{1}{3}^{mm}$.

Nr. IV (und IVa mit dreifacher Abscisse) zeigt endlich eine Bewegung, welche ihre Richtung zweimal wechselt. Der Kautschukfaden I war zunächst 19^{min} lang nach links um 180^{0} gedrillt gewesen. Nach 50^{min} betrug die anfangs bedeutende Geschwindigkeit nur noch etwa 1 Sc. Th. in 30^{sec}. Nun drehte man 3^{min} lang um 55^{0} nach rechts und gleich darauf 5^{sec} lang um 180^{0} nach links. Man sieht, wie hierauf zuerst (bis $\frac{3}{4}^{min}$) die Bewegung des Fadens der dritten Deformation entspricht. Daran schliefst sich (etwa 5^{min} lang) eine Bewegung im Sinne der zweiten Drehung und dann macht allmählig die hartnäckige Nachwirkung von der ersten Drehung her ihr Recht geltend.

Diese Versuche wird Jeder leicht wiederholen können. Sehr geeignet für dieselben ist, wegen seiner colossalen Nachwirkung, auch ein Wachsstab (von einem Wachsstock abgeschnitten), den man biegt.

Selbstverständlich mufs man die Verhältnisse der Dauer und Grösse der Deformationen geeignet auswählen, um die Umkehrbewegungen zu erhalten; sonst entstehen nur Curven mit Wendepunkten, so wie z. B. Nr. V eine Nachwirkung nach drei abwechselnd gerichteten Torsionen darstellt.

Ich kenne wenig so überraschende Vorgänge, wie diese freiwilligen Bewegungsänderungen eines leblosen Körpers. Wenn schon die ganze elastische Nachwirkung höchst merkwürdig erscheint und bis jetzt keine befriedigende physikalische Erklärung gefunden hat, so fordert dieses gleichzeitige Bestehen mehrerer Nachwirkungen in einem und demselben Körper unbedingt eine Abänderung der Vorstellungen, welche der gegenwärtigen Elasticitäts-

theorie zu Grunde liegen. Durch die freiwillige Umkehr der in einer Richtung stattfindenden Gestaltsänderung in die entgegengesetzte Richtung wird direct bewiesen, *dafs mit einer und derselben äufseren Gestalt verschiedene Anordnungen der Molecüle verbunden seyn können, und dafs es Kräfte der Elasticität giebt, welche die Gestalt eines Körpers zeitweilig von seiner Gleichgewichtslage entfernen können.*

Würzburg, Februar 1876.

II. *Methoden zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten und Glasplatten;* von *Eilhard Wiedemann.*

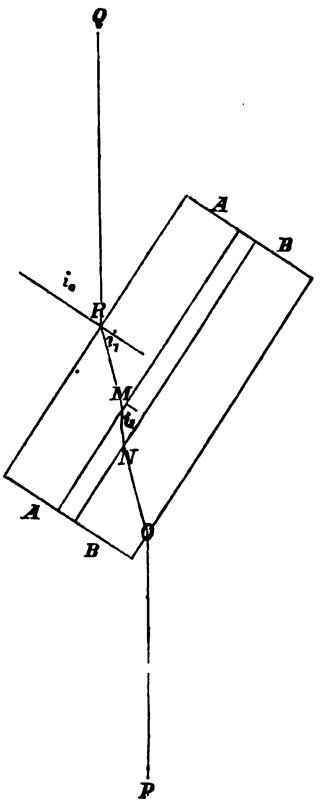
Bereits vor mehr als einem Jahr habe ich in den *Archives des sciences physiques et naturelles* [1]), eine vorläufige Notiz über einige neue Methoden zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten und Glasplatten publicirt. Ich erlaube mir hier diese Methoden ausführlich mitzutheilen, umsomehr als die HH. Terquem und Trannin [2]), wohl ohne jene Notiz zu kennen, ein halbes Jahr später die eine derselben von Neuem veröffentlicht haben.

Es seyen AA und BB (siehe umstehender Figur) zwei Glasplatten, die an den Rändern so aneinander gekittet sind, dafs sich zwischen ihnen eine von allen Seiten vollkommen begränzte planparallele Luftschicht befindet. Die beiden Glasplatten tauchen in eine Flüssigkeit.

Ist dann QR ein auf die Platte AA fallender Lichtstrahl; RM, MN, NO, OP sein Weg in AA, in der

1) *Arch. d. sc. phys. et nat.* 1874 Bd. LI, *p.* 340.

2) *Journ. de phys.* 1875 Bd. IV, *p.* 232; cf. auch diese Ann. Bd. 157, S. 302.



dünnen Luftschicht, in der zweiten Glasplatte BB und nach dem Austritt aus derselben; sind i_0, i_1, i_2 die Winkel, welche die Strahlen QR, RM und MN mit der Normale auf der Vorderfläche von AA bilden, und sind n_1 und n_2 die Brechnungsexponenten beim Uebergang aus Luft in Glas und in die betreffende Flüssigkeit, so ist

$$\frac{\sin i_0}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} \text{ und } \frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n.$$

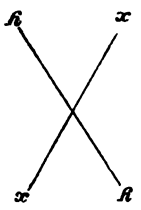
Ist die Neigung der Platten gegen den einfallenden Strahl derart, dafs an der Gränze von Glas und Luft totale Reflexion eintritt und ist i_1 der Gränzwinkel derselben, so ist

$$i_2 = 90^0 \text{ also}$$

$$\frac{1}{\sin i_1} = n_1 \text{ so dafs}$$

$$n_2 = \frac{1}{\sin i_0}.$$

Kennen wir demnach den Winkel i_0, für den totale Reflexion eintritt, so können wir den Brechungsexponenten der Flüssigkeit bestimmen. Wenn aber bei einer Lage xx der Vorderfläche von AA totale Reflexion eintritt, so wird dies auch bei einer Lage yy der Fall seyn, bei der die Normale auf der Vorderfläche von AA um ebensoviel aber nach der entgegengesetzten Seite, gegen den einfallenden Strahl geneigt ist, wie in der Lage xx. Bestimmt man also den Drehungswinkel der Glasplatten aus der einen Lage in die andere, so giebt



der reciproke Sinus des halben Drehungswinkels den Brechungsexponenten beim Uebergang aus Luft in die betreffende Flüssigkeit.

Da aber die Brechungsexponenten für das blaue Licht gröfser sind, als für das rothe, so mufs die totale Reflexion für das erstere schon bei einem kleineren Einfallswinkel eintreten als für das letztere.

Drehen wir daher die Glasplatten so, dafs der Winkel i_0 immer gröfser wird, so werden die Farben vom blau an verschwinden; es scheint sich über das von dem durchgehenden Licht entworfene Spectrum eine schwarze Wand vom Blau her nach dem Roth zu schieben, deren Gränze den Beginn der totalen Reflexion anzeigt.

Der Apparat war zu den Messungen folgendermaafsen aufgestellt: Das von einer Gaslampe gelieferte Licht fiel auf den Spalt eines Collimatorfernrohrs, über den ein Querfaden gezogen war. Der Spalt befand sich im Brennpunkt der Collimatorlinse. Die aus dieser austretenden parallelen Strahlen fielen auf die Vorderwand eines parallelepipedischen Kastens, der aus ziemlich planparallelen Spiegelglasplatten zusammengekittet war, und zwar mit Wasserglas oder Schellack, je nach den hineinzugiefsenden Flüssigkeiten. In diese tauchte das Plattenpaar. Um die Temperatur constant zu erhalten, setzte man diesen Kasten in einen zweiten, mit Watte ausgestopften hölzernen, in dessen vordere und hintere Wand Oeffnungen geschnitten waren. Der äufsere Kasten diente zu gleicher Zeit zum Abhalten etwa vorhandenen fremden Lichtes. Um die Drehungen der Platten zu messen, wurden sie an einen Metallstab befestigt, der durch die durchborte Axe eines Theodoliten hindurchging oder aber an einem T-förmigen Bügel, der an Stelle des Beobachtungsfernrohres eines Spectralapparates angebracht war. An dem Theodolit liefsen sich mittelst Mikroskopen Secunden, an dem Spectralapparat mit dem Nonius je 10 Sekunden ablesen.

Die vordere planparallele Glasplatte besafs eine Breite

von 44^{mm}, eine Höhe von 39^{mm}, eine Dicke von 5^{mm}. Die hintere war etwas gröfser, sie wurde an ihrem oberen Ende an eine Metallplatte angekittet, die mittelst dreier Schrauben und einer Feder gegen eine andere vertikale Metallplatte geneigt werden konnte. Die letztere wurde dann an den Metallstab oder Bügel angeschraubt. Vor dem Zusammenkitten wurden zwischen die beiden Glasplatten an den Ecken vier Glimmerblättchen gelegt, um so der Luftschicht zwischen ihnen eine passende Dicke zu geben. Liegt diese nähmlich unter einer bestimmten Gränze, so tritt nicht auf einmal bei einem bestimmten Einfallswinkel ein plötzliches Verschwinden des durchgehenden Lichtes ein, es zeigt sich deshalb auch im Spectrum keine scharfe Gränze, sondern ein allmählicher Uebergang zwischen Hell und Dunkel, so dafs scharfe Einstellungen unmöglich werden[1]). Ist dagegen die Luftschicht zu dick, so treten die stets sich zeigenden Interferenzstreifen (s. w. u.) in so grofser Zahl und so nahe neben einander auf, dafs die Gränze verwaschen erscheint. Bei einer mittleren Dicke dagegen, die sich leicht durch Probiren mit verschiedenen dicken Glimmerblättchen finden läfst, ist das Spectrum von einzelnen weit von einander abstehenden Interferenzstreifen durchzogen und die Gränze der totalen Reflexion ist ganz scharf. Zum Kitten selbst diente ein Gemisch von Colophonium und Wachs, das schwerer schmilzt als reines Wachs und sich auch nicht so leicht zwischen die beiden Glasplatten hineinzieht.

Um den ganzen mit Flüssigkeit gefüllten Kasten um eine vertikale Axe drehen zu können, wurde er auf einer Spiegelglasplatte befestigt, welche auf einer anderen Platte, die sich durch drei Schrauben neigen liefs, verschiebbar war.

Nachdem die Lichtstrahlen die Glasplatten und den Glastrog durchlaufen hatten, fielen sie auf ein Prisma, das

1) E. Quincke, Pogg. Ann. Bd. 127, S. 1 u. flg., wo auch die Literatur über frühere derartige Beobachtungen zu finden ist.

wieder auf einem Tisch mit Stellschrauben stand und endlich auf ein auf Unendlich eingestelltes und um eine horizontale Axe drehbares Beobachtungsfernrohr. Es war dies entweder eines der Fernrohre am Spectralapparat, welches sich also unmittelbar um die vertikale Axe drehen liefs, oder das Fernrohr ruhte auf einer Glasplatte, die sich auf einer zweiten gröfseren auf den Tisch gekitteten Spiegelglasplatte mit Leichtigkeit sich selbst parallel verschieben liefs. Eine derartige Einrichtung empfiehlt sich überhaupt für viele Versuche, bei denen es sich um parallele Verschiebungen handelt.

Die Einstellung des Apparates geschah nach den bekannten Methoden in der Weise, dafs zunächst das Beobachtungs- und Collimatorfernrohr senkrecht zur Drehungsaxe, die Doppelplatte und die Vorderfläche des Kastens dagegen parallel derselben gestellt wurden; dann wurde das Prisma aufgestellt und vermittelst der mit ihm verbundenen drei Schrauben so geneigt, dafs der im Spectrum zu einer geraden Linie verlängerte Querfaden durch den Schnittpunkt des Fadenkreuzes im Beobachtungsfernrohr ging.

Um für eine Metalllinie die Messungen anzustellen, bringt man in die Flamme eines Bunsen'schen Brenners die betreffende Salzperle und stellt das Fadenkreuz des Beobachtungsfernrohres auf dieselbe ein. Dann ersetzt man den Bunsen'schen Brenner durch eine hellleuchtende Flamme, dreht die Doppelplatten so lange, bis das Spectrum bis zum Fadenkreuz verschwunden ist und liest die Stellung der Glasplatte am Theilkreis ab. Auf dieselbe Weise bestimmt man die zweite Lage, bei der totale Reflexion eintritt und erhält daraus nach dem Früheren den Brechungsexponenten der Flüfsigkeit für die betreffende Farbe.

Die folgenden Zahlen geben die beobachteten Brechungsexponenten für Wasser bei verschiedenen Temperaturen. Um letztere zu erhalten, wurde kaltes oder heifses Wasser zu dem bereits im Kasten enthaltenen gegossen.

Es ist der Brechungsexponent

für die Lithiumlinie:

bei 15° 1,33138; 18°,2 1,33102; 19°,4 1,33087; 21° 1,33077; 25° 1,33047;

für die Natriumlinie:

bei 13° 1,33350; 17° 1,33314; 19°,2 1,33297; 21° 1,33285; 24° 1,33253;

für die Thalliumlinie:

bei 13°,6 1,33532; 18°,8 1,33495; 21° 1,33470; 22° 1,33454; 25° 1,33443.

Die obigen Zahlen stimmen fast vollkommen mit den von den HH. Rühlmann, van der Willigen und Wüllner gefundenen überein. Der Mittelwerth aus ihren Beobachtungen ist für die *D*-Linie bei 19°,1 1,33297; aus meinen Beobachtungen folgt dieselbe Zahl; doch ist diese Uebereinstimmung wohl nur zufällig, da sowohl ihre als auch meine Zahlen um 5 Einheiten der 5. Decimale von einander abweichen.

Für die Aenderung der Brechungsindices zwischen 15° und 25° ergiebt sich für jeden Grad bei der Lithiumlinie 0,00011, bei der Natriumlinie 0,00009 und bei der Thalliumlinie 0,000094.

Für Cassiaöl ergab sich nach derselben Methode (nur war das zum Aneinanderkitten der Glasplatten benutzte Colophonium und Wachsgemisch noch mit Hausenblase bestrichen),

für:

Lithiumlinie 20° 1,57592; 25° 1,57516,
Natriumlinie 20° 1,58624; 25° 1,58569,
Thalliumlinie 20° 1,59656; 25° 1,59615.

Eine ganz ähnliche Methode kann zur Bestimmung der Brechungsexponenten von planparallelen Platten von Glas dienen.

Es wird dazu der Trog mit einer Flüssigkeit gefüllt, die stärker als die betreffende Glasplatte das Licht bricht,

die frühere Doppelplatte durch die Glasplatte ersetzt und im Uebrigen wie früher verfahren.

Der reciproke Sinus des halben Winkels zwischen den beiden Lagen der Platte, bei denen totale Reflexion stattfindet, giebt den Brechungsexponenten aus dem Glas in die Flüssigkeit. Dividiren wir mit diesem in den Brechungsexponenten der Flüssigkeit gegen Luft, so erhalten wir den Brechungsexponenten von Luft in Glas.

Als Flüssigkeit empfiehlt sich in den meisten Fällen Cassiaöl, in welchem sich bei grofsem Brechungsindex nicht so leicht Schlieren zeigen wie in dem Schwefelkohlenstoff, namentlich wenn letztere verdunstet.

Eine Reihe von Bestimmungen ergaben z. B. bei einer Glasplatte für die Lithium-, Natrium- und Thalliumlinie die folgenden Brechungsindices:

Lithium 1,51416; 1,51413; 1.51365
Natrium 1,51741; 1,51654; 1,51677
Thallium 1,51916; 1,5197.

Für eine zweite Platte aus anderem Glas:

Natrium 1,50908; 1,50926; 1,50917
Thallium 1,51187; 1,51187; 1,51225.

Es findet somit eine Uebereinstimmung der einzelnen Zahlen bis auf etwa 5 Einheiten der vierten Decimale statt. Ein Fehler bei diesen Bestimmungen ist dadurch bedingt, dafs die Glasplatte eine endliche Dicke besitzt. Aufser den streifend austretenden Strahlen treffen auch noch andere die Hinterfläche nicht; es sind dies diejenigen, welche nach der Brechung von den schmalen Seitenflächen aufgefangen werden, denen also ein kleinerer Einfallswinkel als der Gränzwinkel der totalen Reflexion entspricht. Es beträgt übrigens dieser Fehler, wenn sich die Breite der Platte zu ihrer Dicke wie 1 : 50 verhält, nur noch etwa 5 Einheiten der 4. Decimale.

Es wird die Methode natürlich um so genauer, je dünner die Platte ist und empfiehlt sich daher besonders bei sehr dünnen Platten, an die es nicht möglich ist, Prismenflächen anzuschleifen wie dies z. B. bei den Glas-

platten auf die die Gitter geritzt sind, der Fall ist. Ebenso eignet sie sich zur Bestimmung der Brechungsexponenten dünner Krystallplatten.

Es sey mir gestattet, noch einige Bemerkungen über die zwischen den beiden Glasplatten der Doppelplatte bei der Gränze der totalen Reflexion auftretenden Interferenzstreifen beizufügen. Die Luftschicht sey so dick, dafs die Gränze der totalen Reflexion scharf ist.

Die Doppelplatte habe eine solche Lage, dafs das ganze Spectrum ausgelöscht ist und werde langsam so gedreht, dafs der auffallende Strahl kleinere und kleinere Winkel mit der Normalen auf der vorderen Fläche bildet. Es rückt dann die Gränze der totalen Reflexion vom Roth zum Blau und ihr parallel wandern dunkele Interferenzstreifen durch das Spectrum; bei einem bestimmten Einfallswinkel theilt sich einer derselben im Roth in zwei, zwischen denen bei weiterem Drehen ein neuer auftritt, der sich selbst wieder theilt und zwar an einer Stelle im Spectrum, die weiter nach dem Blau liegt, und so verschiebt sich der sich theilende Streifen vom Roth zum Blau; die aus ihm gebildeten Streifen rücken einestheils mit der Gränze der totalen Reflexion vom Roth zum Blau, anderntheils aber vom Blau zum Roth. Bei einem Einfallswinkel, der so klein ist, dafs der sich theilende Interferenzstreifen vollkommen aufserhalb des Spectrums jenseits des Blau liegt, bewegen sich alle Interferenzstreifen vom Blau zum Roth; bei einem Einfallswinkel dagegen der nahe gleich dem Gränzwinkel der totalen Reflexion für die mittleren Theile des Spectrums ist, alle vom Roth zum Blau. Je kleiner übrigens der Einfallswinkel wird, um so undeutlicher werden die Interferenzstreifen und um so näher rücken sie an einander.

Haben wir eine planparallele Schicht, auf die Lichtstrahlen unter dem Winkel i' fallen, ist ferner i' der Brechungswinkel, ist die Intensität des einfallenden Lichtes 1, r die des reflectirten, so ist, wie sich aus den Fresnel'-

schen Formeln ergiebt, das Verhältnifs der Intensitäten der Maxima und Minima im reflectirten Licht gegeben durch

$$\frac{4a^2r^2}{(1+r^2)^2} : 0$$

d. h. es wechseln Stellen absoluter Dunkelheit mit solchen grofser Helligkeit ab. Im durchgehenden Licht ist dies Verhältnifs

$$\left(\frac{1+r^2}{1-r^2}\right)^2$$

dabei ist r für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht

$$r = \frac{\operatorname{tg}(i-i')}{\operatorname{tg}(i+i')}$$

für parallel zu derselben polarisirtes aber

$$r = \frac{\sin(i-i')}{\sin(i+i')}$$

für kleine Einfallswinkel ist $\operatorname{tg}(i-i')$ und $\sin(i-i')$ im Verhältnifs zu $\operatorname{tg}(i+i')$ resp. $\sin(i+i')$ sehr klein, da bei kleinen Winkeln sich der Sinus derselben sehr schnell ändert, also r nahe gleich Null, so dafs $1-r^2$ nur wenig von der Einheit abweicht. Die Interferenzstreifen werden daher eine sehr geringe Intensität besitzen.

Ist dagegen i' nahe gleich 90°, d. h. sind wir nahe dem Gränzwinkel der totalen Reflexion, so wird nahezu

$$i'-i = 90-i \qquad i'+i = 90+i$$

so dafs $\left\{\frac{\operatorname{tg}(i-i')}{\operatorname{tg}(i+i')}\right\}^2$ und ebenso $\left(\frac{\sin(i-i')}{\sin(i+i')}\right)^2$ nahe gleich 1 wird.

Demnach erhalten wir für das obige Verhältnifs wie im reflectirten Licht, so auch hier im Durchgehend nahezu Unendlich, d. h. es müssen ganz dunkle Interferenzstreifen auftreten, die aber um so heller werden, je kleiner der Einfallswinkel wird.

Nachdem wir gezeigt haben, dafs die Interferenzstreifen eine grofse Intensität besitzen, betrachten wir jetzt die Lagenänderungen derselben im Spectrum, wenn wir die Einfallswinkel verändern.

Fallen Lichtstrahlen unter dem Einfallswinkel i auf

eine planparallele Schicht von der Dicke Δ, und ist der Brechungswinkel gleich i', so ist der Gangunterschied zweier Strahlen, von denen der eine direct durch die Schicht hindurchgeht, der andere aber erst nach einmaliger Reflexion an der hinteren Fläche mit ersterem zusammentrifft

$$\Delta \frac{\cos i'}{\lambda'}$$

wo λ' die Wellenlänge des Lichtes in der planparallelen Schicht bezeichnet. Es tritt ein Interferenzstreifen auf, wenn der obige Ausdruck $\frac{2\nu+1}{2}$ wird, wo ν eine ganze Zahl ist. Fällt weifses Licht auf die Platte, so verschiebt sich bei einer Drehung derselben der Interferenzstreifen und an jeder Stelle seines Auftretens mufs $\frac{\Delta \cos i}{\lambda'}$ denselben Werth annehmen. Die Richtung seiner Verschiebung ergiebt sich demnach aus den Werthen von $\frac{\cos i}{\lambda'}$, die die folgende Tabelle für eine Reihe von Einfallswinkeln enthält. In derselben bezeichnet n die Brechungsexponenten für den Uebergang aus Luft in Wasser (da der Lichtstrahl aus Wasser durch die planparallele Glasplatte in die Luftschicht eintritt, in der die Interferenz stattfindet); λ die Wellenlänge für die verschiedenen Farben in der dünnen Luftschicht.

	A'	B	C'	D	E	F	G	H
n	1,3292	1,33064	1,33142	1,33332	1,33553	1,33741	1,34077	1,34361
λ	7,609	6,871	6,565	5,898	5,272	4,864	4,311	3,938
	Werthe von $\frac{\cos i'}{\lambda'} \cdot 100000$							
48°,30	1242	1197	1142	887				
48°,15	1734	1748	1757	1738	1609	1362		
48°,6	1920	2016	2045	2091	2073	1971	1497	
47°,50	2256	2402	2462	2591	2689	2707	2582	2509
47°,40	2440	2619	2693	2862	3016	3081	3075	2941
47°,30	2616	2818	2906	3109	3313	3425	3502	3472
47°,20	2718	3005	3104	3342	3581	3729	3882	3920
47°,10	2934	3181	3290	3554	3830	4011	4231	4337

Bei dem gröfsten Einfallswinkel 48° 30′ nehmen die Gangunterschiede vom blauen zum rothen Ende fortwährend

zu, bei den Einfallswinkeln 48° 6', 47° 50', 47° 40', 47° 30' dagegen ist für eine bestimmte Farbe der Gangunterschied ein Maximum und zwar rückt die Stelle desselben um so weiter gegen das Blau hin, je kleiner der Einfallswinkel wird; bei 47° 20' und 47° 10' und kleineren Einfallswinkeln endlich nehmen die Gangunterschiede stetig vom Roth zum Blau zu. Es hat dies seinen Grund darin, daſs bei groſsen Einfallswinkeln i, der Cosinus des nahe 90° betragenden Brechungswinkels sich für die verschiedenen Farben sehr viel schneller als die Wellenlänge ändert, während dies bei kleineren Einfallswinkeln nicht mehr der Fall ist.

Ist bei einem bestimmten Einfallswinkel i_0 der Gangunterschied an irgend einer Stelle des Spectrums im Maximum m_0, so finden wir bei einem kleineren Einfallswinkel jenen Gangunterschied an zwei nach dem Blau und nach dem Roth gelegenen Stellen wieder, während zwischen denselben und zwar an einem mehr nach Blau hingelegenen Ort ein neues nunmehr gröſseres Maximum m des Gangunterschiedes auftritt.

Ist der maximale Gangunterschied m_0 für den Einfallswinkel i_0 ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$, so entspricht ihm ein Interferenzstreifen, der sich bei einer Drehung der Platte zu kleineren Einfallswinkeln in Zwei theilt, von denen der eine nach dem Blau, der andere nach dem Roth wandert, und zwischen denen bei hinlänglicher Drehung ein neuer Interferenzstreifen auftritt, sobald nämlich m bis zu dem nächst höheren ungeraden Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$ angewachsen ist.

Bei groſsen Einfallswinkeln, wie 48° 30' liegt die Stelle des gröſsten Gangunterschiedes im ultrarothen Theile des Spectrum, die einzelnen Interferenzstreifen wandern vom Roth zum Blau.

Bei einem etwas kleineren Einfallswinkel haben wir den eben erörterten Fall, zwei Systeme von Interferenzstreifen, die nach entgegengesetzten Seiten auseinander-

gehen. Ist endlich der Einfallswinkel so klein, daſs das Maximum der Gangunterschiede im ultravioletten liegt, so wandern alle Interferenzstreifen vom Blau zum Roth, wie es auch die Beobachtung ergiebt.

Eine ähnliche Methode, wie die meinige, ist zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten von Herrn Christiansen[1]) und unabhängig von ihm von Herrn Abbe[2]) vorgeschlagen und von Letzterem eingehend bearbeitet und vervollkommnet worden; man bringt bei derselben einen Tropfen der zu untersuchenden Flüssigkeiten zwischen die sich berührenden Flächen zweier Glasprismen und beobachtet den Eintritt der Gränze der totalen Reflexion an der Berührungsfläche von Glas und Flüssigkeit.

Bei stark absorbirenden Medien ist diese Methode aber nicht wohl anwendbar, da die Dicke der absorbirenden Schicht, die von dem hindurchgehenden Lichtstrahl durchlaufen werden muſs, mit zunehmendem Einfallswinkel in der Nähe der totalen Reflexion sehr schnell wächst, und wenn dieselbe eintritt, der ganzen Breite der Prismenflächen entspricht, an denen der Lichtstrahl streifend hingeht. Es läſst sich in diesem Falle daher nicht erkennen, ob wir es mit totaler Reflexion oder einer Verbreiterung des Absorptionsstreifens zu thun haben.

Leipzig, im Februar 1876.

1) Pogg. Ann. Bd. 143, S. 250.

2) Tageblatt der Naturforscherversammlg. zu Leipzig 1872, pag. 34 und „Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungs- und Zerstreuungsvermögens fester und flüssiger Körper.“ Jena. Mancke's Verlag.

III. *Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath in Bonn.*

(Fortsetzung XV. [1])

85. Phakolith von Richmond in Australien. 86. Sanidin als Sublimationsgebilde in der Lava von Bellingen. 87. Anatas vom Cavradi. 88. Brookit von Atliansk im Ural und Arkansit, umgeändert in Rutil, aus Arkansas. 89. Analyse des gelben Augit vom Vesuv. 90 Kalkspath, neue Formen von Elba; Fortwachsungen eines Kalkspaths von Oberstein. 91. Glimmer-Zwilling vom Vesuv. 92. Rothgültigerz von Andreasberg.

85. Phakolith von Richmond, Colonie Victoria.

Der Phakolith von Richmond wurde bisher theils für Herschelit, theils für ein neues Mineral gehalten und als solches „Seebachit“ genannt. Die erste Erwähnung des sogenannten Herschelits von Victoria findet sich in einer Arbeit von V. von Lang (On the crystalline form of Herschelite; Philos. Magaz. 1864, Vol. XXVIII, 4 Series, S. 506).

Hr. v. Lang erwähnt, dafs Hr. Selwyn, Colonialgeologist, die Krystalle entdeckt habe. Nur wenige Zeilen widmet von Lang in seiner vorzugsweise den sicilischen Herschelit behandelnden Arbeit dem australischen Vorkommen, in denen er hervorhebt, dafs das optische Verhalten des „Herschelit's“ von Victoria vollkommen gleich sei demjenigen der Krystalle von Aci Reale in Sicilien, welche er als optisch zweiaxig und dem rhombischen Krystallsystem angehörend bestimmt hatte. Eine Bestätigung dieser Ansicht fand Hr. v. Lang auch in gewissen einspringenden Winkeln.

Er erklärte das scheinbar hexagonale Ansehen der Krystalle durch Zwillings- und Drillingsbildung, wie sie bei denjenigen rhombischen Krystallen vorkommen, welche ein Prisma von nahe 120° besitzen. Die scheinbaren hexagonalen Tafeln würden also gewissen Drillingen des Ara-

1) Forts. XIV s. diese Ann. Bd. 155, S. 24—68.

gonit's, die Dihexaëder den Drillingskrystallen des Chrysoberyll's entsprechen. — Um die Kenntnifs des interessanten australischen Zeoliths hat sich ferner Hr. George Ulrich in Melbourne verdient gemacht. Zunächst erwähnt er desselben 1867 in „Exhibition essays," S. 61 als einer Entdeckung des Hrn. Wilkinson in einem Basaltbruche am Yarra-Flusse unfern Richmond. Noch schönere Krystalle wurden (1869) von Hrn. Edw. Pittmann an einer dem erstgenannten Steinbruche benachbarten Oertlichkeit aufgefunden und von G. Ulrich (Contributions to the mineralogy of Victoria, S. 26—30. Melbourne 1760) als „Herschelit" eingehend beschrieben und durch Figuren erläutert. Ulrich spricht in Bezug auf den rhombischen Charakter des Systems einen Zweifel aus und scheint geneigt, dasselbe für rhomboëdrisch zu halten. Als einen Unterschied des australischen Zeoliths von dem sicilischen Herschelit hebt Ulrich hervor, dafs er am ersteren die den Herschelit nach v. Lang's Angabe kennzeichnende Spaltbarkeit parallel der Basis nicht habe entdecken können, vielmehr in dieser Richtung stets nur einen muschligen Bruch beobachtet habe. Einen noch gröfseren Unterschied beider Vorkommnisse zeigen die durch Hrn. Pittmann ausgeführten Analysen, welche für den „Herschelit" von Richmond einen Kalkgehalt von 7 Proc. ergaben, während im typischen Herschelit von Aci Castello nach Damour nur eine sehr kleine Menge (0,2 bis 0,4 Proc.) Kalkerde vorhanden ist. — Auf Grund dieser so verschiedenen Zusammensetzung betrachtet Hr. Max Bauer das australische Mineral als eine neue Spezies, welcher er den Namen Seebachit gab (Zeitschrift d. deutsch. geol. Ges. 1872, Bd. XXIV, 391 und 1873; Bd. XXV, 352). Für die chemische Zusammensetzung des neuen Minerals stellt er nach Analysen der HH. Kerl und Lepsius (die drei Analysen des Hrn. Pittmann werden nicht erwähnt) folgende Formel auf:

$$\left\{\begin{array}{l} Na_4 Al_4 Si_7 O_{22} + 12 H_2 O \\ 3 Ca_2 Al_4 Si_7 O_{22} + 12 H_2 O \end{array}\right\}$$

welche folgende Mischung erheischen würde:
Kieselsäure 43,91; Thonerde 21,49; Kalk 8,78; Natron 3,24; Wasser 22,58.

Mit dieser Mischung, entsprechend einer Verbindung von normalen und Halbsilicaten, stimmen zwar die Analysen von Kerl und Lepsius überein, nicht aber diejenigen von Pittmann, welche einen erheblich höheren Kieselsäuregehalt ergaben.

Hr. Bauer adoptirt in Bezug auf das Krystallsystem des Seebachit's die Ansicht v. Lang's und betrachtet die einspringenden Kanten gleichfalls als ein Kennzeichen und Beweis für jene dem rhombischen System eigenthümliche Zwillingsbildung. — Eine vergleichende Uebersicht der gewonnenen Resultate gab dann Hr. Rammelsberg (Ztsch. d. d. Ges. 1873, Bd. XXV, S. 96) und gelangte zu dem Schlusse, dafs beide Mineralien, der Herschelit und der Seebachit, noch fortgesetzte Untersuchungen, sowohl betreffs ihrer Form als ihrer Mischung, verlangten.

Durch zwei dankenswerthe Sendungen australischer Mineral-Vorkommnisse Seitens des Hrn. Ulrich, welche mehrere vortreffliche „Herschelit"-Stufen und ausgewählte Krystalle enthielten, wurde mir die Möglichkeit geboten, der Aufforderung des Hrn. Rammelsberg in Bezug auf das australische Mineral nachzukommen.

Die erste Wahrnehmung, welche ich an den, bis 10^{mm} Gröfse erreichenden Krystallen machte, lehrte, dafs sie sämmtlich und ausnahmslos durch eine horizontale Zwillingsebene in ihrer Mitte getheilt sind, genau so wie gewisse Varietäten der Chabasits und namentlich der Phakolith. Da eine horizontale, basische Zwillingsebene im rhombischen Systeme nicht möglich ist (es müfste denn eine Enantiomorphie vorliegen, wie beim Kieselzinkerz), so können die Krystalle des australischen Zeolith's dem rhombischen Systeme nicht angehören. Vielmehr beweist die Zwillingsbildung, in Folge welcher die abwechselnden Sextanten der scheinbar dihexaëdrischen Gestalt aus Theilen der beiden Zwillingsindividuen gebildet werden, dafs das

System rhomboëdrisch ist. Die einspringenden Kanten, welche v. Lang zuerst bemerkte und als eine Bestätigung seiner optischen Bestimmung ansah, finden sich auch bei den mir vorliegenden Krystallen. Es sind dies aber keine Zwillingskanten, sondern unregelmäfsige Bruchlinien der Flächen, welche an jene beim Flufsspath, Bleiglanz und vielen anderen Mineralien, namentlich beim Chabasit selbst, bekannte Erscheinung erinnern, dafs Flächenbrüche, d. h. sehr stumpfe aus- oder auch einspringende Kanten an jenen Punkten ihren Ursprung nehmen, wo die Kante des einen Individs aus der Fläche des andern hervortritt. Wären jene Brüche Zwillingsgränzen, — und ihnen würde nach v. Lang's Auffassung die Zwillingsebene entsprechen, — so müfsten sie regelmäfsig erscheinen; sie müfsten einen ebenflächigen Verlauf besitzen. Dies findet indefs durchaus nicht statt; vielmehr fehlen die Bruchlinien sehr oft und, wenn sie vorhanden, ist ihr Verlauf fast immer mehr oder weniger regellos gekrümmt, schief, fast nie genau in der Verticalebene bleibend; auch kann man trotz der unvollkommenen, gekrümmten Beschaffenheit der Flächen constatiren, dafs die gebrochenen Flächentheile einen veränderlichen Winkel einschliefsen. Die Entstehung dieser Bruchlinien hängt auch hier zusammen mit einer sehr stumpfen Kante, welche auf der unmittelbar anliegenden Rhomboëderfläche des Zwillingsindivids durch eine federförmige Streifung dieser Fläche hervorgebracht wird. Genau da, wo auf dem schmalen, vorragenden Rande der Fläche des einen Individs die Federstreifung zu einer Linie zusammenstöfst, beginnt der Bruch auf der Fläche des anderen Individs (Taf. V, Fig. 3). — Wären, wie Hr. v. Lang annimmt, diese Flächenbrüche Zwillingsgränzen, so könnte die Vertheilung der Individuen nicht so seyn, wie der ausgezeichnete Forscher sie in seiner Figur 4 andeutet, indem dieser zufolge die Gränzen der Individuen durch die Polkanten des scheinbaren Dihexaëders 502 (d. h. der Form n, $-2R$, in unsern Figuren) gehen, wie es in Wahr-

heit der Fall ist, wie es aber nicht seyn könnte, wenn v. Lang's Auffassung der Flächenbrüche auf n als Zwillingsbegränzung begründet wäre.

Die Flächen unserer Krystalle sind theils wegen Krümmung, theils wegen matter Beschaffenheit gewöhnlich einer genauen Messung nicht fähig. An einigen Krystallen gelang es indefs, den Polkantwinkel des stumpfen Dihexaëders t zu messen $= 145°$, übereinstimmend mit einer Messung von Hrn. Ulrich, welcher gleichfalls diese Kante für die bestgebildete hält. Der erhaltene Werth stimmt ziemlich nahe überein mit der Polkante des Dihexaëders $\frac{2}{3}P2$ des Phakolith's (145° 54'). Diese annähernde Uebereinstimmung der Winkel, verbunden mit der vollkommenen Aehnlichkeit der ganzen Erscheinungsweise der Krystalle und namentlich ihrer Zwillingsbildung führt zu der Annahme, dafs uns im australischen Zeolithe das schönste Vorkommen von Phakolith vorliege, welche Annahme alsbald durch die Analyse zu bestätigen seyn wird. Der Phakolith von Richmond ist eine Combination folgender Formen:

$$P = (a : a : \infty\ a : c);\ R$$
$$n = (\tfrac{1}{2}a' : \tfrac{1}{2}a' : \infty\, a' : c);\ -2R$$
$$r = (\tfrac{3}{2}a' : \tfrac{3}{2}a' : \infty\, a' : c);\ -\tfrac{3}{2}R$$
$$t = (3a : \tfrac{3}{2}a : 3a : c);\ \tfrac{2}{3}P2$$
$$a = (a : \tfrac{1}{2}a : a : \infty\, c);\ \infty P2$$
$$c = (\infty\, a : \infty\, a : \infty\, a : c);\ oP$$

Zufolge einer gütigen Mittheilung des Hrn. Prof. Groth bestimmte Dr. Arzruni an einem ihm von Prof. Ulrich in Hannover verehrten vortrefflichen Krystall mit glänzenden Flächen t ($\frac{2}{3}P2$) die Polkante des Dihexaëders $= 144° 58'\frac{1}{2}$, also aufserordentlich nahe dem von Hrn. G. Ulrich und mir erhaltenen Werthe. Legen wir Hrn. Arzruni's Messung zu Grunde, so berechnet sich das Axenverhältnifs

$$a\,(\text{Lateralaxe} : c\,(\text{Verticalaxe}) = 1 : 1{,}13029.$$

Ferner findet man d. Polkante d. Grundform R	=	93°	$8\frac{2}{3}$
- - - - - von $-2R(n)$	=	72	$3\frac{1}{3}$
- - - - - von $-\frac{2}{3}R(r)$	=	110	43
Neigung der Polkante von R zur Verticalen	=	56	$52\frac{1}{4}$
- - - $-2R$ - -	=	37	$27\frac{1}{2}$
- - - $-\frac{2}{3}R$ - -	=	66	$29\frac{1}{4}$
Neigung der Fläche von R - -	=	37	$27\frac{1}{2}$
- - - $-2R$ - -	=	20	$57\frac{2}{3}$
- - - $-\frac{2}{3}R$ - -	=	48	$58\frac{1}{3}$
Lateralkante von $\frac{2}{3}P2$	=	74	0
gemessen von Arzruni		74	4
- - mir		74	6
Neigung der Polkante von $\frac{2}{3}P2$ zur Verticalen	=	56	$52\frac{1}{4}$
Lateralkante $n:n$ (am Zwilling)	=	138	$4\frac{2}{3}$

Mit der Polkante des Minerals von Richmond ist zu vergleichen diejenige des Phakoliths = 94° 0′ und des Chabasit's = 94° 46′. Die Ausbildung des australischen Zeolith's ist eine verschiedene, wie auch bereits Hr. G. Ulrich hervorgehoben und in Figuren dargestellt hat. (Contrib. to the Mineralogy of Victoria, 1870, S. 26.)

Bald herrscht das Dihexaëder $\frac{2}{3}P2$ und die Basis fehlt oder sie erscheint nur untergeordnet, bald herrscht die Basis und die Krystalle sind tafelförmig, am Rande begränzt durch die Flächen $n(-2R)$. Die Flächen n sind glänzend aber gekrümmt, die Dihexaëderflächen t meist matt und nur angenäherte Messungen gestattend; zuweilen indefs bei gewissen sehr kleinen Krystallen eben und glänzend. Eine feine Streifung parallel der Polkante bildet eine federförmige Zeichnung auf den Dihexaëderflächen und verräth ihre Zwillingsbildung (Fig. 1, 2, 3, Taf. V). Ein anderer Typus der Krystalle, auf welchen bereits Hr. G. Ulrich aufmerksam machte, zeigt stark horizontal gestreifte Randflächen n, zu welchen als Abstumpfungen die Flächen r hinzutreten. Zufolge dieser entstellenden Streifung, welche durch eine polysynthetische Bildung parallel der Basis veranlaist wird, hat es zuweilen das Ansehen,

als seyen die Krystalle vom ersten hexagonalen Prisma umschlossen. Durch Messung bestimmbar sind an denselben indefs keine andern Flächen als *n*, *r* und *c* (Fig. 4, 5, Taf. V). Nach der Ansicht des Hrn. Ulrich gehören diese letztern kaum 1^{mm} grofsen Kryställchen vielleicht einer etwas verschieden zusammengesetzten Varietät an, eine Ansicht, welche nicht unwahrscheinlich, aber wegen des zu einer Analyse durchaus unzureichenden Materials schwer zu erweisen ist. — An den Krystallen des australischen Phakolith's ist die horizontale Zwillingsebene immer deutlich wahrzunehmen, während die verticalen Begränzungsebenen der Individuen, welche parallel den schiefen Diagonalen der Dihexaëderflächen $\frac{2}{3}P2$ oder durch die Polkanten $\underline{n}:n$, $\underline{r}:r$ gehen, sich gewöhnlich der Wahrnehmung entziehen. Zuweilen sind diese Zwillingsgränzen indefs durch die bereits oben erwähnte federförmig sich begegnende Streifung kenntlich (s. Fig. 3, Taf. V). Dieselbe deutet auf ein Skalenoëder aus der Polkantenzone der Grundform, dessen Flächen sich nur sehr wenig über die Fläche des Dihexaëders $\frac{2}{3}P2$ erheben.

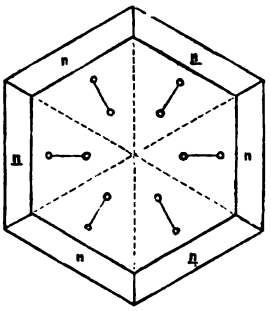
Eine bemerkenswerthe Bildung ist in Fig. 6, Taf. V, dargestellt, es sind sehr kleine Krystalle der zweiten Sendung des Hrn. George Ulrich, auf welche derselbe auch mittelst einer Handzeichnung meine Aufmerksamkeit lenkte. Der obere, sowie der untere Theil dieser Gebilde ist sogleich zu verstehen, es sind Durchkreuzungszwillinge, welche gleichsam Einschnitte auf den Flächen *t* entsprechend den Zwillingsgränzen zeigen. Aufserdem sind sie von den gewöhnlichen Krystallen noch dadurch unterschieden, dafs an ihnen das zweite hexagonale Prisma auftritt. Seltsam ist nun ein scharfer vorragender Rand, welcher, ringsum aus den Prismenflächen hervortretend, durch die Flächen *n* gebildet wird. Als Kern des Gebildes erscheint demnach ein Zwillingskrystall ähnlich Fig. 4 u. 5, Taf. V; auf demselben hat sich ein Zwilling mit herrschendem Dihexaëder *t* entwickelt. Als eine blofse Fortwachsung können die Scheitelgebilde nicht angesehen werden, denn

sie besitzen nicht dieselbe Stellung, wie der Kernkrystall, sind vielmehr um 30° gegen denselben um die Verticale gedreht. So ungewöhnlich diese Verwachsung auch erscheinen mag, so fand sich doch trotz eingehendster Untersuchung der sehr kleinen Gebilde keine andere Deutung.

Der Beweis für die rhomboëdrische Natur des australischen Zeoliths gründet sich einerseits auf die Art der Zwillingsbildung, welche im rhombischen System nicht möglich ist, und andererseits auf das vollkommene Zusammenfallen der Flächen *t* und $\underline{t}$ (Figuren 1, 2, 3 und 6, Taf. V) in ein Niveau, wie es bei den seltenen Krystallen mit glänzenden Flächen *t* deutlich wahrzunehmen ist. Letzteres wird namentlich bestätigt durch eine Beobachtung der HH. Groth und Arzruni, welche ersterer die Güte hatte, mir im Folgenden mitzutheilen:

„Ein nach der gerundeten Basis tafelartiger Krystall zeigte — 2*R*, + *R* (letzteres schmal und gestreift nach einem Skalenoëder) und $\frac{2}{3}$P2, klein aber sehr glänzend. Da über die letzteren Flächen die Zwillingsgränzen hinweglaufen, so hätte hier ein einspringender Winkel entstehen müssen, wenn das System nicht hexagonal wäre. Die Flächen fielen indefs vollkommen in eine Ebene, wie sich durch Reflexion einer kleinen Flamme, welche nur einfach erscheint, sicher bestimmen liefs; *danach müssen die Krystalle hexagonal-rhomboëdrisch* seyn."

Denselben geehrten Forschern verdanke ich folgende Angaben über das optische Verhalten des australischen Phakoliths: „Ein Krystall wurde parallel der Basis geschliffen und zeigte sechs, beim Drehen abwechselnd hell und dunkel werdende Sextanten, deren Gränzen genau den Zwillingsgränzen entsprachen, jeder zeigt zwei optische Axen, welche so liegen, wie es in der Figur angedeutet ist; deren Ebenen also parallel den Zwischenaxen gehen; die punktirten Linien sind die Gränzen der Sextanten. Dafs diese optische Zweiaxigkeit eine Folge der Spannungen parallel den Zwischenaxen ist, wird durch den Umstand bewiesen, dafs der Winkel der Axen in den verschiedenen Sextanten nicht



gleich groſs ist, sondern zwischen 27 und 40° schwankt.“ Auch an andern Krystallen hat Hr. Groth ähnliche optische Erscheinungen, bewirkt durch innere Spannung, nachgewiesen, z. B. an dem im quadratischen System krystallisirenden Quecksilberjodid (HgJ_2) siehe Physicalische Krystallographie, Seite 321. Neuere Beobachtungen z. B. am Apophyllit und anderen Körper lehrten ihn, daſs in quadratischen und hexagonalen Krystallen die Spannung stets in der Richtung von Symmetrieaxen (Neben- oder Zwischenaxen) eintritt. Diese Erscheinungen sind nun vollkommen analog zu dem was man am Phakolith beobachtet. Dr. Arzruni schliff einen recht durchsichtigen Phakolith von Salesl in Böhmen und fand genau dieselben Spannungsphänomene in derselben Richtung und mit denselben Gränzen wie bei dem Richmonder Vorkommen, nur waren die Axenbilder zu undeutlich, um Messungen zu gestatten. Es stimmen die Ergebnisse der HH. Groth und Arzruni durchaus überein mit der Ansicht von Lang's, „daſs die schwache optische Zweiaxigkeit des australischen Zeoliths durch Druck oder eine Spannung [welche vielleicht gerade mit den nach Sexanten vertheilten Zwillingsstücken zusammenhängt] zu erklären sey“ (briefl. Mittheil.). Auch die HH. Des Cloizeaux und Rosenbusch sprachen sich in gleicher oder ähnlicher Weise aus. Es kann demnach über den rhomboëdrischen Charakter des Minerals von Richmond und über die Identität seiner Krystallisation und Zwillingsbildung mit dem Phakolith kein Zweifel bestehen. Das spec. Gewicht des Phakolith's von Richmond bestimmte ich = 2,135; es stimmt genau mit demjenigen der Krystalle aus Schottland und aus Böhmen (Leippa) überein (2,13 — 2,15).

Den Wassergehalt ermittelte ich in zwei Versuchen = 21,08 und 21,51; indem die Hitze zuletzt bis zum

Schmelzen des Minerals gesteigert wurde. Ein Theil des Wassers geht schon bei niederer, ein anderer erst bei hoher Temperatur fort. Kleine Bruchstücke des Minerals, welche anhaltend bei 40° C. getrocknet wurden, verloren durch langfortgesetzte Erwärmung

bei 70°	1,79 Proc.
bei 100 bis 110° .	3,37 -
bei 150 bis 170° .	2,11 -
bei 200°	3,90 -
(zwischen 40° und 200° =	11,17).

Die Krystalle hatten noch ihre Klarheit und Durchsichtigkeit bewahrt; das verlorene Wasser wurde von den Krystallen, nachdem sie 24 Stunden der gewöhnlichen Temperatur in freier Luft ausgesetzt waren, vollständig wieder aufgenommen. Nachdem nun die Substanz wieder anhaltend bei 200° erhitzt war, wurde sie eine halbe Stunde schwach geglüht, Gewichtsverlust

8,54 pCt.

Die Krystalle verloren ihre Durchsichtigkeit und erschienen verändert; das verlorene Wasser wurde nun nicht vollständig wieder aufgenommen. Anhaltend starkgeglüht verlor die Substanz wiederum

	1,27 Proc.
endlich beim Schmelzen	0,10 -
ganzer Glühverlust =	21,08 -

Aehnlich verhält sich nach Damour der Phakolith aus Schottland (s. Des Cloizeaux, Manuel p. 409).

Bei 100° verlor dies Mineral 3,7 Proc. Wasser; bei 210° 15,7; bei 290° 18 Proc.; bei beginnender Dunkelrothgluth 19,5; bei Dunkelrothgluth 22,2; bei Weifsgluth 22,8. Den Glühverlust der Chabasite vom Dyrefjord (Island) und von Rübendörfel in Böhmen bestimmte Damour, nahe übereinstimmend mit demjenigen des Phakoliths von Leippa, = 22,4. Ich fand die Zusammensetzung des australischen Phakolith's:

Kieselsäure	46,08	Ox. 24,57
Thonerde	21,09	9,85
Kalk	5,75	1,64
Kali	1,77	0,30
Natron	4,52	1,17
Wasser	21,08	18,74
	100,29	

Suchen wir in blofs empirischer Weise diese Mischung durch eine Formel auszudrücken, so bietet sich uns die Wahl zwischen einer der beiden folgenden:

I. $HKNa_2Ca_2Al_8Si_{15}O_{46} + 23H_2O$,
II. $HKNa_2Ca_2Al_8Si_{15}O_{46} + 22H_2O$.

Es entsprechen diesen Formeln folgende Mischungen:

	I.	II.
Kieselsäure	46,03	46,46
Thonerde	21,03	21,22
Kalk	5,73	5,78
Kali	2,41	2,43
Natron	3,17	3,20
Wasser	21,63	20,91
	100,00	100,00

Während die Formel I sich sehr genau den gefundenen Werthen von Kieselsäure, Thonerde und Kalkerde, sowie der höheren Wasserbestimmung (21,51) anschliefst, stimmt die Formel II vorzugsweise mit dem niederen Wassergehalte (21,08) überein. Die gefundenen Alkalien übersteigen nur etwa 0,7 Proc. die von den Formeln verlangten Werthe.

Es braucht kaum bemerkt zu werden, dafs obige Formeln keinen Anspruch darauf machen können, die Zusammensetzung unseres Minerals in rationeller Weise darzustellen. Suchen wir eine mehr rationelle Formel, indem wir eine etwas gröfsere Abweichung vom Resultat der Analyse gestatten, so werden wir zu folgender Formel geführt:

$$\dot{R}_2\,Ca\,Al_4\,Si_8\,O_{24} + 12\,H_2O$$

welche einer Verbindung von normalen Silicaten entspricht

$$\left\{\begin{array}{r}(Na, K)_2\,Si\,O_3\\ Ca\,Si\,O_3\\ 2\,Al_2\,Si_3\,O_9\end{array}\right\} + 12\,H_2O$$

Setzen wir statt der gefundenen Aequivalente von K : Na = 1 : 3,9 das Verhältnifs 1 : 4, so berechnet sich:

8 Si	= 224	Kieselsäure	46,78
4 Al	= 109,6	Thonerde	20,05
Ca	= 40	Kalk	5,46
$\frac{8}{5}$ Na	= 36,8	Natron	4,83
$\frac{2}{5}$ K	= 15,6	Kali	1,83
24 O	= 384		
$12\,H_2O$	= 216	Wasser	21,05
	1026,0		100,00

Dem verschiedenen Verhalten des Wassers, dessen eine Hälfte bei einer weit geringeren Temperatur fortgeht, als die andere, ist in obiger Formel keine Rechnung getragen.

Der Phakolith stellt sich demnach unserer Auffassung zufolge als ein normales Silicat dar, in welchem die Moleküle von Al : Si sich wie 1 : 2 verhalten, während bei dem Chabasit dies Verhältnifs = 2 : 5 ist. (Vergl. Rammelsberg's Mineralchemie, 2. Aufl., S. 710.)

Ein Vergleich der obigen Analyse mit der Mischung des Phakolith's von Leippa (zufolge der Untersuchung von Rammelsberg), sowie der kieselsäurearmen Chabasit-Varietäten z. B. derjenigen von Faroe nach Durocher), lehrt, dafs auch in chemischer Hinsicht unser Mineral nur hierhin gestellt werden kann. Auch die von Hrn. Edw. Pittmann ausgeführten Analysen würden die Zugehörigkeit des Minerals zum Chabasit haben erkennen lassen, wenn nicht die irrthümliche Bestimmung der Krystallform jede Beziehung zu diesem rhomboëdrischen Mineral hätte verkennen lassen. Offenbar ist übrigens die Mischung des Phakolith's von Richmond etwas schwankend, wie aus

einem Vergleiche der früheren Analysen unter sich und mit der obigen erhellt.

I. Grofse undurchsichtige Krystalle; II. durchsichtige tafelförmige Krystalle mit abgestumpfter Polecke; III. Hexagonale Pyramiden, theilweise durchsichtig; sämmtlich von Hrn. Pittmann, unter Leitung des Hrn. Newbery, Gouvernements-Chemiker in Melbourne ausgeführt; V. Analyse von Hrn. Kerl; V. von Hrn. Lepsius im Laboratorium des Hrn. Wöhler.

	I.	II.	III.	IV.	V.
Kieselsäure	45,33	46,05	49,26	43,7	44,77
Thonerde	22,22	22,07	23,04	21,8	22,10
Kalk	7,11	7,06	7,02	8,5	7,51
Kali	0,97	0,72	0,09	Spur	3,18
Natron	5,54	5,48	5,96	3,5	
Wasser	18,67	19,25	18,52	22,2	22,07
	99,84	100,63	100,89	99,7	99,63

Die Zusammensetzung des australischen Zeolith's ist demnach meiner Analyse zufolge identisch mit derjenigen des Zeolith's von Aci Castello nach der Analyse von Sartorius v. W. (s. Rammelsberg, Mineralchemie 2. Aufl. S. 624). Da aber unser Mineral von Richmond, wie nachgewiesen, Phakolith ist, womit auch eine deutliche Spaltbarkeit parallel den Flächen des Hauptrhomboëders übereinstimmt, so erhebt sich die Frage, ob nicht auch der sicilianische Herschelit Phakolith und die von Levy 1826 aufgestellte Spezies ganz zu tilgen oder nur als Varietäten-Bezeichnung beizubehalten ist? In der That hat Prof. Groth die Güte mir mitzutheilen, dafs Dr. Arzruni an allen Herschelit-Krystallen von Aci Castello die horizontale Rinne in der Mitte der Prismenflächen beobachtet habe. „Da aufserdem auch dessen optische Eigenschaften ganz die gleichen sind, wie bei den Krystallen von Richmond, so scheint es unzweifelhaft, dafs auch der sogenannte Herschelit von Aci Castello mit dem Phakolith zu vereinigen ist.“ (14. Febr. 1876.) Der Phakolith findet sich unfern Richmond in Begleitung sehr schöner Phillipsit-Krystalle

und kleiner undeutlicher büschelförmig gruppirter Desmine in Hohlräumen eines feinkörnigen anamesitähnlichen Dolerit's, dem „neueren Basalt" von G. Ulrich (s. dessen vortrefflichen Descriptive Catalogue of the industrial and technological Museum, illustrating the rock-system of Victoria; Melbourne 1875).

Den bisher bekannten Vorkommnissen des Phakolith's sind noch anzureihen Andreasberg und Asbach unfern des Siebengebirges, von welchen beiden Fundstätten Hr. G. Seligmann die Güte hatte, mir lehrreiche Stufen mitzutheilen. Der Phakolith von Andreasberg ist in Begleitung von Kalkspath und Analcim auf schwarzem Gangthonschiefer aufgewachsen. Derjenige von Asbach bekleidet nebst Kalkspath, Phillipsit, Apophyllit etc. Drusenräume im Basalt.

86. Sanidin als Sublimationsgebilde einer doleritischen Lava von Bellingen.

Hrn. G. Seligmann jr. in Coblenz verdanke ich die Kenntnifs einer doleritischen Lava von Bellingen im Westerwalde, welche wegen der in Drusen mit dem Ansehen sublimirter Mineralien vorkommenden Krystalle sehr merkwürdig ist. Das mir verehrte, etwa 5^{ctm} grofse Lavastückchen barg in einer kleinen Druse drei verschiedene Mineralien, von denen zwei Eisenglanz und Hornblende, sogleich zu erkennen waren, das dritte indefs, nur in sehr kleinen (kaum 1^{mm}) Krystallen erscheinend, wegen sehr ungewöhnlicher Ausbildung nur nach eingehendem Studium als Sanidin zu bestimmen war. Der Eisenglanz, welcher in Drusen vulkanischer Gesteine stets auf eine Bildung durch Sublimation deutet, bildet in dem kleinen Hohlraum der Lava eine zierliche 1^{mm} grofse Tafel, welche am Rande durch die Flächen des Hauptrhomboëders begränzt ist. Die Hornblende, von brauner Farbe, bildet feine, einige Millimeter lange Prismen, welche in der Endigung fast allein durch die Basis p, oP, begränzt werden. Das Ansehen dieser Hornblende ist vollkommen gleich demjenigen der durch Sublimation gebildeten Hornblende-Krystalle in den Aus-

würflingen des Vesuv's bei der Eruption vom 26. April 1872. Der Sanidin bildet niedere oder wenig verlängerte Prismen, welche meist mit einer verticalen Kante dem Gestein aufliegen und in solcher Weise mit der Hornblende und dem Eisenglanz associirt sind, dafs für alle diese Mineralien eine gleiche Entstehungsweise gefolgert werden mufs.

An diesen Sanidinen, welche in Fig. 7 und 8 (Taf. V) dargestellt sind, bestimmte ich folgende Flächen:

$$T = (a : b\,\infty\, c);\ \infty P$$
$$l = (a : \tfrac{1}{2} b : \infty\, c);\ (\infty P 2)$$
$$z = (a : \tfrac{1}{3} b : \infty\, c);\ (\infty P 3)$$
$$M = (\infty\, a : b : \infty\, c);\ (\infty P \infty)$$
$$k = (a : \infty\, b : \infty\, c);\ \infty P \infty$$
$$P = (\infty\, a : \infty\, b : c);\ o P$$
$$x = (a' : \infty\, b : c);\ P\infty$$
$$y = (\tfrac{1}{2} a' : \infty\, b : c);\ 2P\infty$$
$$q = (\tfrac{3}{2} a' : \infty\, b : c);\ \tfrac{3}{3} P \infty$$

Von diesen Flächen ist das Prisma l bisher nicht beobachtet. Es herrscht zuweilen vor mit Verdrängung von T; und dieser Umstand ist es vorzugsweise, welcher, verbunden mit der in der Endigung stets vorherrschenden, stark orthodiagonal gestreiften Fläche q, den Krystallen ein so ungewohntes Ansehen giebt. Legt man die Axenelemente des Sanidin's von Laach zu Grunde (siehe Pogg. Ann. Bd. 135, S. 460)

$$a : b : c = 0{,}582864 : 1 : 0{,}275344$$

Axenwinkel $= 90^\circ\, 54'\, 12''$,

so findet man die klinodiagonale Kante des Prisma's $= 81^\circ\, 15'\, 32''$

„ „ „ orthodiagonale „ „ $= 98^\circ\, 44'\, 28''$.

Diese Sanidine konnten theils wegen ihrer geringen Gröfse, theils unvollkommener Ausbildung der meisten Flächen wegen (die Prismenflächen sind vertical gestreift; die Fläche M etwas gewölbt) nur annähernd gemessen werden. Zahlreiche Messungen mittelst des kleinen Gonio-

meters stellten indefs sowohl die Deutung der obigen Flächen im Allgemeinen, als auch im Besonderen die Bestimmung des unerwarteten verticalen Prisma's aufser Zweifel. Es ist wohl bemerkenswerth, Sanidin in den Drusen einer doleritischen Lava zu finden. Ich bestimmte den Kieselsäuregehalt des konstituirenden Plagioklas dieser Lava = 53,8; es ist also in der That ein Labradorgestein, welches, in Poren aufgewachsen, kleine Sanidine beherbergt. — Unter den durch Sublimation gebildeten Mineralien der Laven erscheint der Sanidin nur höchst selten. In den vesuvischen Auswürflingen der Eruption von 1872, welche für die Geologie von so grofser Bedeutung geworden sind, sah ich Sanidin nur in einigen wenigen Fällen als ganz vereinzelte, kleine Prismen, Zwillinge nach dem Bavenöer Gesetz (Zwillingsebene $n = (2P\infty)$; s. Zeitschrift d. deutsch. geolog. Ges. 1873, Bd. XXV, 236).

87. Anatas vom Cavradi.

Auf eine neue Ausbildung des Anatas wurde ich durch eine Mittheilung des Hrn. Seligmann aufmerksam gemacht. Derselbe hatte die Güte, mir in seiner ausgewählten Mineraliensammlung sehr kleine ($\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{5}$^{mm}), lebhaft glänzende, farblose Krystallchen (s. Fig. 9) zu zeigen, welche er auf einer jener Rutil-bedeckten Eisenglanzstufen vom Berge Cavradi aufgefunden hatte. Zunächst lag die Vermuthung nahe, dafs es farbloser Zirkon sey, und am Cavradi ein zweites Vorkommen der seltenen wasserhellen Zirkon-Varietät (aufser dem Pfitschthal) entdeckt sey. Indefs stimmten die Winkel nicht mit Zirkon überein. Wegen der sehr geringen Gröfse der Krystalle war ihre Messung am Fernrohr-Goniometer mit Schwierigkeiten verknüpft. Nachdem der quadratische Charakter der Krystalle bestimmt, wurden aufser einem herrschenden Oktaëder ein spitzes erster Ordnung und zwei Oktaëder zweiter Ordnung gemessen. Wenn die herrschende Form zur Grundform P genommen wird, so ergeben sich für die Oktaëder folgende Formeln: $\frac{1}{3}P$, $\frac{1}{5}P\infty$, $7P\infty$. Aufserdem fand

sich das erste quadratische Prisma ∞P. Der Polkantenwinkel des herrschenden Oktaëders würde gemessen = 117° 18', nicht übereinstimmend mit der Grundform irgend einer der bekannteren Formen des Anatas.

Da bot sich bei einem willkommenen Besuche des Hrn. Prof. C. Klein aus Heidelberg Gelegenheit, diesem geehrten Forscher, welcher eben eine umfassende Arbeit über die wunderbar wechselnden Formen und Typen des Anatas vollendet hatte, die erhaltenen Winkelwerthe der kleinen Oktaëder vorzulegen. Derselbe ermittelte, dafs eines der Oktaëder zweiter Ordnung in seinen Winkeln dem ersten stumpfen des Anatas nahestehe. Diese dankenswerthe Mittheilung gab mir dann den Schlüssel zur Entzifferung folgender merkwürdiger Anatas-Combination:

$$p = (a : a : c);\ P$$
$$x = (\tfrac{7}{3}a : \tfrac{3}{7}a : c);\ \tfrac{3}{7}P$$
$$e = (a : \infty a : c);\ P\infty$$
$$d = (\tfrac{1}{3}a : \infty a : c);\ 3P\infty$$
$$m = (a : a : \infty c);\ \infty P.$$

Das fremdartige Ansehen dieser neuen Combination wird vorzugsweise durch das Herrschen des Oktaëders $\frac{3}{7}P$ bedingt, einer zwar durch Dauber an brasilianischen Krystallen aufgefundenen, indefs bei den schweizerischen Krystallen, ihres grofsen Flächenreichthums ungeachtet, noch nicht beobachteten Form. Auch das Prisma ∞P erscheint nur sehr selten. $3P\infty$ wurde durch Hrn. Klein am Anatas des Binnenthals bestimmt.

Bei der äufsersten Spärlichkeit des zur Verfügung stehenden Materials konnten v. d. L. nur folgende Versuche gemacht werden: Unschmelzbar; in der Boraxperle zu einem vollkommen klaren Glase auflöslich, welches im Oxydationsfeuer, so lange es heifs war, gelb erschien, bei der Abkühlung indefs farblos wurde.

Der demantähnliche Glanz gestattete, die Krystalle trotz ihrer sehr geringen Gröfse, mittelst des Fernrohr-Goniometers zu messen. So wurde die Polkante von

x, $\frac{3}{7}$ P, an zwei Krystallen fast genau übereinstimmend = 117° 18′ und 117° 19′ bestimmt, ein Werth, welcher nicht unerheblich von dem durch Hrn. Klein aus seinen Axenelementen des Anatas für das Oktaëder $\frac{3}{7}$ P berechneten Winkel = 117° 34½′ abweicht. In folgender Tabelle stehen zum Vergleiche nebeneinander einige gemessene Kantenwinkel I, die entsprechenden Winkel, welche unter Zugrundelegung der Kante 117° 18½′ (x gleichsam als Grundform betrachtet) sich berechnen II, endlich die Winkel des Anatas nach den von Hrn. Klein gewählten Axenelementen III:

	I	II	III
$x : x =$	94° 42′	94° 43¾′	94° 15′
Lateralkante			
$x : p =$		158 53⅚	158 48½
$p : p =$	136 43	136 56	136 36⅓
(Lateralkante)	38		
$e : e =$	121 36	121 40	121 16
(Lateralkante)			
$e : d =$	161 10	161 22⅓	161 15½

Vorstehende Uebersicht zeigt in Anbetracht der Schwierigkeit der Messung so äufserst kleiner Krystalle, welche nur höchst lichtschwache Reflexe ergeben, eine ziemlich befriedigende Uebereinstimmung der Winkel von e und p. Auffallend bleibt es allerdings, dafs gerade das am Genauesten mefsbare Oktaëder, x (obgleich seine beiderlei Kanten unter sich korrespondiren), eine bemerkenswerthe Abweichung von den Anatas-Winkeln zeigt.

Diese kleinen, demantglänzenden Oktaëder bedecken, vereinzelt aufgewachsen, die drei an einer Stufe vom Cavradi verbundenen Mineralien: den Eisenglanz, den Adular und den Rutil. So gewöhnlich auch die Association von Brookit und Anatas ist, so ungewöhnlich ist es, Anatas und Rutil in derselben Stufe oder gar, wie im vorliegenden Falle, unmittelbar verwachsen zu beobachten. Ein ähnliches Anatas-Vorkommen, wie das geschilderte, scheint auch Hrn. D. F. Wiser vorgelegen zu haben.

Er erwähnte (N. Jahrb. f. Min. 1863, 697) fast farblose, sehr kleine Anatase, in ganzen Schwärmen auf Eisenrosen sitzend. Ihre Form bestimmte er als eine Combination der vorherrschenden Grundform P mit untergeordnetem $\frac{1}{3}P$. Auch der Rutil in kleinen fast farblosen Krystallen wird als Begleiter erwähnt.

88. Brookit von Atliansk im Ural und Arkansit, umgewandelt in Rutil, aus Arkansas.

Hr. Reg.-Rath Zerrenner vertraute mir einen Brookit-Krystall aus den Goldseifen von Atliansk bei Miask im Ural an (dies Vorkommen wurde entdeckt im Jahre 1849 durch Hrn. v. Romanowsky), welcher an Schönheit Alles übertraf, was ich bisher von Brookiten gesehen. Auch durch seine ziemlich ansehnliche Gröfse zeichnet sich dieser Krystall aus, da er eine Länge von 11^{mm} bei einer Dicke von 4^{mm} besitzt, während die gewöhnliche Gröfse der Atliansker Brookite nur 2 bis $2\frac{1}{2}^{mm}$ bei einer Dicke von 1 bis $1\frac{1}{2}^{mm}$ beträgt. Der Krystall des Hrn. Zerrenner zeigte zwei bisher unbekannte Oktaëder und forderte aufserdem durch seine treffliche Flächenbeschaffenheit zu strenger Prüfung des rhombischen Charakters des Krystallsystems auf mit Rücksicht auf die vor Kurzem durch einen ausgezeichneten Krystallographen, Hrn. A. Schrauf, behauptete Thatsache, dafs der Brookit dem monoklinen Systeme angehöre. — Der Krystall (s. Fig. 10 und 10a), dessen Farbe und Durchscheinendheit vollkommen an Rutil erinnert, ist eine Combination folgender Formen:

$o = (a : b . c)$; P
$r = (a : b : 2c)$; $2P$
$s = (a : b : \frac{1}{2}c)$; $\frac{1}{2}P$
$e = (2a : b : c)$; $\breve{P}2$
$n = (2a : b : 2c)$; $2\breve{P}2$
$m = (\frac{2}{3}a : \frac{1}{3}b : c)$; $5\breve{P}\frac{1}{3}^{0}$
$i = (4a : b : 2c)$; $2\breve{P}4$
$q = (3a : b\ \frac{3}{2}c)$; $\frac{3}{2}\breve{P}3$

$M = (a : b : \infty c)$; ∞P
$x = (a : \infty b : \frac{1}{3}c)$; $\frac{1}{3}\breve{P}\infty$
$y = (a : \infty b : \frac{1}{4}c)$; $\frac{1}{4}\breve{P}\infty$
$t = (\infty a : b : 2c)$; $2\breve{P}\infty$
$a = (a : \infty b : \infty c)$; $\infty\bar{P}\infty$
$b = (\infty a : b : \infty c)$; $\infty\breve{P}\infty$
$c = (\infty a : \infty b : c)$; oP

Die beiden neuen Oktaëder (i und q) sind durch Zonen leicht bestimmbar. Für i haben wir die Zonen $n : t$ und $x : e$; für q gleichfalls $x : e$ und aufserdem $M : n$. — Am Krystall herrschen die Flächen e noch etwas mehr vor, als es die Fig. 10 andeutet. Es wurde nämlich den zahlreichen untergeordneten Combinationsformen eine etwas gröfsere Ausdehnung gegeben, um sie besser zur Wahrnehmung zu bringen.

Die Fläche q war zu klein, um genau gemessen zu werden; ihre Bestimmung geschah durch die oben angegebenen Zonen. Die gleichfalls durch Zonen bestimmte Lage von i wurde durch folgende Messung kontrolirt:

$t : i = 165^\circ\ 7'$ (gem.); $165^\circ\ 17'$ (berechnet nach den Daten v. Kokscharow's).

Zur Prüfung des rhombischen Charakters des Krystalls wurden folgende genaue Messungen ausgeführt (s. Fig. 10a):

						Berechnet nach v. Kokscharow's Daten.	
$o^1 : M^1$	$= 145^\circ$	$42'$	$o^2 : M^2$	$= 145^\circ$	$41'$		
$M : e$	$= 134$	18	$M^1 : e^1$	$= 134$	$16\frac{1}{2}$		
$M : t$	$= 124$	42	$M^3 : t$	$= 124$	38		
$o : t$	$= 137$	11	$o^2 : t$	$= 137$	9	137°	$12\frac{1}{2}'$
$o : M^1$	$= 98$	6	$o^3 : M^2$	$= 98$	6	98	7

Diese Messungen beweisen wohl, wenigstens für das Vorkommen von Atlianak, dafs kein Grund vorliegt, die bisher allgemein angenommene Ansicht über das Krystallsystem des Brookits zu verlassen.

Durch Hrn. B. Stürtz hierselbst erhielt ich ausgezeichnete Arkansite, welche mir einige neue Wahrnehmungen, namentlich in Bezug auf die Umänderung dieser Brookit-Varietät in ein Aggregat von Rutil-Prismen, gestatteten. Die Krystalle in Rede, von Magnet Cove, Hot springs Co, Staat Arkansas, müssen von etwas verschiedenen Fundstätten herrühren, denn sie unterscheiden sich nicht unwesentlich unter einander in Form und Beschaffenheit. Dieselben sind nämlich, theils schwarz; unveränderter Brookit, sich als solcher auch durch das specif. Gewicht verrathend (*A*), theils schwärzlich-, bis röthlichbraun, verändert, mit eigenthümlich schimmernder Oberfläche, vom specifischen Gewicht des Rutils (*B*). Die Krystalle *A*, deren Gröfse zwischen 3 und 15^{mm} schwankt, sind eine Combination von

$$e = (2a : b : c);\ \breve{P}2$$
$$M = (a : b : \infty c);\ \infty P$$
$$z = (a : b : \tfrac{1}{2}c);\ \tfrac{1}{2}P$$
$$t = (\infty a : b : 2c);\ 2\breve{P}\infty$$

Bald herrscht *e* sehr vor, so dafs die Flächen *z* entweder fehlen oder nur als schmale Zuschärfungen der brachydiagonalen Polkanten von *e* erscheinen, *M* und *t* nur als untergeordnete Zuschärfungen der Ecken auftreten (Fig. 11). Bald stehen *M* und *e* genau im Gleichgewicht und bilden die charakteristische, scheinbar dihexaëdrische Arkansitgestalt (Fig. 13). Zuweilen haben die Krystalle das Ansehen der Fig. 12, einer Combination von *e* und dem Makropinakoid. Dies letztere ist indess keine wahre Fläche, sondern wird durch ein vielfaches Alterniren der Prismenflächen dargestellt, wie es in der Figur angedeutet ist. Ich bestimmte für mehrere Krystalle (*A*) mit schwarzer glänzender Oberfläche das Gewicht:

Absol. Gew.	Spec. Gew.
0,849 Gr.	3,807
1,799 „	3,962
2,848 „	4,074

Zum Vergleiche mögen zwei Wägungen echter Brookite von Tremaddoc dienen:

0,666 Gr.	3,872
0,319 „	4,013

Auch diese letztern zeigen demnach ein ähnliches Schwanken des specifischen Gewichts wie die Arkansite.

Die Krystalle (*B*) erreichen zuweilen eine bedeutende Gröfse, bis 40^{mm}, ihre Gestalt ist meist die scheinbar dihexaëdrische, eine Combination von *e* und *M*, zuweilen indefs eine bisher wohl noch nicht beobachtete Combination von *s* und *M* (s. Fig. 14). Diese letztere Ausbildungsweise erinnert in etwas an Rutil, wofür die Krystalle auch wohl gehalten worden sind. Da ihre Oberfläche nur schimmernd ist, so müfste die Messung mit dem Anlege-Goniometer geschehen, welches indefs bei der ansehnlichen Gröfse dieser Gebilde, bis 25^{mm}, ein ziemlich genaues Resultat ergab in Uebereinstimmung mit den bekannten Werthen der Pyramide *s* des Brookit: makrodiag. Kante 126° 12′, brachydiag. Kante 135° 14′. An den Krystallen (*B*) fällt aufser ihrer (von der der schwarzen Arkansite abweichenden) bräunlichen Färbung eine eigenthümliche Oberflächenbeschaffenheit auf, ein schimmernder Glanz, dem sog. Metallmoor oder *Moiré métallique* ähnlich. Die Flächen glänzen nämlich nicht — wenigstens nicht in ihrer ganzen Ausdehnung — in der ihnen entsprechenden Ebene. Sie zeigen vielmehr fleck- oder strichweise vertheilte glänzende und matte Partien, welche letztere bei einer gewissen Drehung des Krystalls schimmern, während die ersteren dunkel werden. Gewöhnlich erhält man von gewissen Partien benachbarter Flächen gleichzeitig schimmernde Reflexe zum Beweise, dafs die jenen *Moiré* verursachenden Elemente auf verschiedenen Flächen eine gleiche Stellung besitzen. Es liegt hier eine ähnliche Erscheinung vor, wie sie mehrere Eisenmeteorite z. B. Seeläsgen nach dem Aetzen zeigen. Dieser Schimmer oder falsche Reflex ist stets eine Folge davon, dafs sich neue mehr oder weniger

parallel geordnete krystallinische Elemente in der ursprünglichen Substanz gebildet haben. Eine etwas genauere Prüfung dieser Erscheinung, von welcher Fig. 14 eine Vorstellung zu geben strebt, läfst leicht erkennen, dafs die schimmernde Oberfläche der Arkansite von zahllosen kleinen Rutilen herrührt, welche die Flächen bedecken, während gleichzeitig das Innere nicht mehr schwarzer Arkansit, sondern dunkelröthlichbrauner Rutil ist. Es liegt demnach hier eine Paramorphose von Rutil nach Brookit vor, wie es auch durch das spec. Gewicht bewiesen wird. Ich wog folgende, zum Theil ansehnlich grofse Krystalle:

Absol. Gew.	Spec. Gew.
11,068 Gr.	4,148
45,694 „	4,193
32,715 „	4,199
16,527 „	4,212

Diese Gewichte stimmen mit demjenigen des Rutil (4,18—4,25; nur die eisenreichen Nigrine steigen bis 5,0) überein. Die den grofsen Brookitkrystall konstituirenden Rutile sind zuweilen so klein, dafs man weder ihre Form noch ihre Stellung mit dem bloſsen Auge oder der Lupe erkennen kann. Immer aber verräth sich auch dann eine Verschiedenheit des Schimmers, je nachdem er durch die Prismenflächen mit ihrem Seidenglanz oder durch die Flächen der Grundform gebildet wird. Gewöhnlich indefs sind die Rutile so grofs, dafs man ihre Form ($P.\infty P.\infty P\infty.$ $P\infty.\infty P\frac{3}{2}$) und ihre Stellung ermitteln kann. An einer der vorliegenden Stufen, einem Aggregat zahlreicher, bis 20^{mm} grofser pseudodihexaëdrischer Arkansite sind die Rutilprismen zum Theil bis 5^{mm} grofs und haben hier auch bereits die Aufmerksamkeit eines früheren Beobachters auf sich gezogen, wie die amerikanische Etikette (*„Arkansite with an habit of Rutil“*) beweist. Es liegt indefs nicht sowohl eine Bekleidung, sondern eine vollständige Umänderung des Krystalls durch seine ganze Masse vor. — Es folgt schon aus dem oben Gesagten, dafs die Rutile

gruppenweise eine parallele Stellung besitzen. Doch nicht allein unter einander, sondern auch zum grofsen Brookit, dessen Form sie nachahmen, streben die kleinen Prismen sich parallel zu stellen. Es ist keine Zwillingsverwachsung im engeren Sinn, welche bei verschiedenen und nicht isomorphen Mineralien kaum vorkommt, sondern lediglich eine gewisse Gleichartigkeit einzelner Axen- resp. Kantenrichtungen. Unverkennbar ist die richtende Kraft, welche der seinem Wesen nach schwindende Arkansit auf die Rutil-Epigonen ausgeübt hat. Auf den Flächen *M* ist die Stellung der Rutilprismen meist eine verticale, so dafs eine Fläche des zweiten Prisma mit dem Makropinakoid zusammenfallen würde. Diese Gruppirung ist in Fig. 13 schematisch dargestellt, wobei indefs zu bemerken, dafs die Rutilprismen sehr viel kleiner, auch nur annähernd parallel und häufig unterbrochen sind. Eine andere, mehrfach beobachtete Stellung konnte in derselben Figur nicht wiedergegeben werden. Die kleinen Prismen liegen quer auf der brachydiagonalen Kante der Pyramide *e*.[1])

Der Rutil bewährt auch in dieser Paramorphose das Bestreben, nachahmende Gestalten zu bilden, ähnlich wie es früher für die Verbindung von Rutil und Eisenglanz nachgewiesen wurde. Bei der Anschmiegung seiner Formen an diejenige des ursprünglichen Brookit kommt dem Rutil besonders auch seine Zwillingsbildung zu Statten. Einen kleinen (10^{mm}) paramorphen Arkansitkrystall würde man — ohne Beachtung der Paramorphose — gewifs für jene mehrfach wiederholte Zwillingsbildung des Rutils halten, bei welcher *eine* Seitenaxe parallel bleibt (P. Dana, Mineralogy S. 159, Figg. 161, 162, — letztere eine Copie nach G. Rose, Diese Ann. Bd. 115, S. 643). So wird ein Theil des Pseudodihexaëders — 2, 3, 4 ja 5 Sextanten — durch parallele Gruppen von kleinen Rutilprismen gebildet. Die Möglichkeit dieser nachahmenden Gestaltung

[1]) Einige weitere Beobachtungen über diese merkwürdigen Paramorphosen s. N. Jahrb. f. Min. v. Leonhard u. Geinitz, 1876. S. 397.

beruht auch hier auf der Annäherung gewisser Winkel. Beim Brookit beträgt die Neigung einer Fläche des Makrodoma's $\frac{1}{3}\bar{P}\infty$, (welche die brachydiagonale Polkante der Pyramide *e* abstumpfen würde) zum Makropinakoid = 119° 17′¾, die Kante zweier Flächen $\frac{1}{3}\bar{P}\infty$ in der Verticalaxe = 121° 24′½. Beiden Winkeln schmiegt sich der Rutilzwilling an mit dem durch die Flächen des zweiten Prisma gebildeten Knie von 114° 26′. Genauer noch können sich die Flächen des ersten Prisma beim Rutilzwilling ins Niveau legen mit den Flächen *M* und *e* des Brookits. Es messen die Kanten *M* : *e* = 134° 17′¾, *e* : *e* (makrodiagonal) = 135° 37′, während die Flächen des ersten Prisma am Rutilzwilling den Winkel 134° 58′ bilden. Diese und andere Annäherungen der Kantenwinkel gestatten dem Rutil, sich in seinen Aggregaten dem Arkansit einigermaafsen zu accommodiren, wobei indefs neben und zwischen den in ihrer Stellung orientirten Gruppen auch zahlreiche, ganz unregelmäfsig gelagerte Partien von Rutilprismen sich finden. Recht eigenthümlich ist es, wie die Moirézeichnung bald unregelmäfsig gerundete Gestalten bildet (s. Fig. 14,), an die Zwillingsflecke des Quarz erinnernd, bald aber mehr geradlinig begrenzte Streifen darstellt, welche mit gleicher Stellung der schimmernden Elemente von einer Fläche zur andern übergehen. So bietet also die Umänderung des Brookit in Rutil ein neues und ausgezeichnetes Beispiel jener denkwürdigen Thatsache dar, dafs zwei dimorphe Zustände ein und derselben Substanz in der Gestaltung des Körpers sich zugleich darbieten, indem der eine, ursprüngliche, als Zeugnifs seines Daseins die Conturen der Krystallform hinterlassen hat, während dem andern dimorphen Zustand die später gebildeten Krystalle angehören, welche innerhalb jener Conturen sich entwickelt haben. — Es reiht sich unsere neue Paramorphose an ähnliche bereits bekannte an, welche den Rutil in der Anatasform zeigen. Eine solche beschrieb R. Blum (III. Nachtrag zu d. Pseudom. des Mineralreichs, S. 264, 1863). Ein 10^{mm} grofses Anatas-Oktaëder von Itabira in

Brasilien besteht aus einem stänglichen bis fasrigen Aggregat von Rutil in nicht paralleler Stellung. Aehnliche Gebilde erwähnt Des Cloizeaux (*Man. de Minéralogie T.* II, 202) von Diamantino in Brasilien. Dieselbe Paramorphose, Rutil nach Anatas, beobachtete v. Kokscharow aus der Goldseife am Flusse Sanarka (Gouv. Orenburg). Der Rutil erfüllt das Anatasoktaëder in regellos gestellten Bündeln. Bei den Brookiten anderer Fundorte gelang es mir nicht, jene an den Arkansiten offenbar sehr gewöhnliche Umänderung zu beobachten.

89. Analyse des gelben Augit vom Vesuv.

In einer früheren Arbeit (Pogg. Ann. Ergänzungsb. VI, 338) gab ich die krystallographische Bestimmung des gelben Augit vom Vesuv, der schönsten unter den zahlreichen Varietäten dieses Minerals, welche sich in den Auswürflingen dieses Vulkans finden. Es war mir damals wegen der grofsen Seltenheit der in Rede stehenden Krystalle noch nicht möglich, ihre chemische Zusammensetzung zu ermitteln. — Ein ausgezeichneter Auswürfling, welchen ich im Jahre 1872 mitgebracht, gestattet mir, die angedeutete Lücke in der Kenntnifs der Vesuv-Mineralien auszufüllen. Die aus den Sommatuffen stammende Bombe hatte einen Durchmesser von 5^{ctm}. Die peripherische Zone besteht vorzugsweise aus Sanidin mit schwarzem Augit, wenig schwarzer Hornblende und Melanit. Dieser nur dünnen äufsern Zone folgt nach innen eine zweite Zone, welche wesentlich aus grünem Diopsid und gleichfarbigem Biotit besteht. Die zierlichen, sehr kleinen Krystalle des Diopsids sind eine Combination der bekannten Flächen: $u = -P$, $s = P$, $p = P\infty$, $m = \infty P$, $a = \infty P\infty$, $b = (\infty P\infty)$ (S. a. a. O. S. 338).

Das Innere des Auswürflings besteht aus einem drusigen Aggregat von röthlichem Augit, Glimmer und Humit. Beide letztere Mineralien dieses schönen Gemenges sind fast gleich von Farbe. Auf die Randflächen des Glimmers blickend, kann man denselben kaum vom Humit unterscheiden,

während der Perlmutterglanz der basischen Fläche des Glimmers beide Mineralien augenblicklich unterscheiden läfst. Der gelbliche Augit des innern Krystallgemenges besitzt eine andere Flächen-Combination als der grüne Diopsid, nämlich: $s = P$, $o = 2P$, $z = (2P\infty)$, $p = P\infty$, $m = \infty P$, $f = \infty P3$, $a = \infty P\infty$, $c = oP$.

Die Figur 15 Taf. V zeigt die Ausbildung der Krystalle. An einem der bestgebildeten Individuen wurden mehrere Winkel gemessen, deren Vergleich mit den aus den früher ermittelten Axenelementen ($a : b : c =$ 1,09213 : 1 : 0,589311; Axenwinkel = 105° 49′ 51″) berechneten Werthen die folgende Zusammenstellung ermöglicht:

	gemessen:	berechnet:
$m : m$ =	92° 50′	92° 50′
$a : m$ =	133 38	133 35
$m : f$ =	152 52	152 53
$c : p$ =	148 40	148 40
$a : p$ =	105 26	105 30
$c : o$ =	114 40	114 35
$c : z$ =	131 25	131 21

Zur Analyse stand nur 0,5 gr. zur Verfügung; specifisches Gewicht 3,233.

Kieselsäure	53,2	Ox = 28,34	
Thonerde	1,5	0,70	
Eisenoxydul	2,3	0,51	14,91
Kalk	23,4	6,68	
Magnesia	19,3	7,72	
Glühverlust	0,2		
	99,9		

Es stimmt demnach der gelbe Augit vom Vesuv sehr nahe mit den bereits früher untersuchten weifsen oder ganz lichtfarbigen Varietäten von Achmatowsk, Orrijärfvi, Gulsjö etc. überein. Recht bemerkenswerth ist es wohl, dafs in dieser vesuvischen Bombe der Augit in drei verschiedenen Farben und Ausbildungsweisen vorkommt:

schwarz, als Gemengtheil des die äufsere Hülle bildenden Sanidin-Gesteins; grün in der zweiten, die eigentliche Drusenwandung bildenden Zone, endlich lichtgelblich in dem das Innere erfüllenden Gemenge. Es scheint gleichsam eine Läuterung, eine Veredlung — an welcher auch der Glimmer Theil nimmt — von der äufseren Zone nach dem Innern unseres Auswürflings stattgefunden zu haben.

90. Eine neue Combinationsgestalt des Kalkspath's von Elba. Seltsame Fortwachsung eines Kalkspathkrystalls von Oberstein.

Die letzte krystallographische Untersuchung, welche meinen verewigten Freund Hessenberg beschäftigte, war einer Kritik der Kalkspath-Skalenoëder gewidmet. Im Hinblick auf den immer wachsenden Reichthum dieser Formen, deren Symbole nicht selten mit dem Gesetz der einfachen Axenschnitte unvereinbar scheinen, legte sich Hessenberg die Frage vor: „ob im Systeme des Kalkspaths mehr durchgreifend eine Vereinfachung der Parameterschnitte angestrebt werde oder mehr eine Bereicherung des Zonenzusammenhangs; welchem der beiden Principien in Collisionsfällen der Vorzug gebühre? ob das innerste Gesetz der Kalkspathkrystallisation der Hochzifferigkeit der Parameter widerstrebe, oder sie vielmehr begünstige, wie es ja auch beim Quarz der Fall ist?“ Einen kleinen Beitrag zur Lösung dieses schwierigen Problems gewann ich aus der Untersuchung von Kalkspathdrusen aus dem Kalkstein der Veste Falcone — dem westlichen der beiden Festungshügel von Portoferrajo — welche ich dem Hrn. Raf. Foresi verdanke. Jene Höhe, welche in steilen Felsen gegen das Meer abstürzt, besteht zum gröfseren Theil aus röthlichgelbem Kalkstein, von zahlreichen Kalkspathadern durchsetzt. Die Felsen des Forte Falcone bilden auch die Fundstätte der früher geschilderten Kalkspathzwillinge (s. diese Ann. Bd. 132, S. 536).

Die in Drusen versammelten Krystalle der neuen Combination, nur selten gröfser als 10^{mm}, sind in den Fig. 17 und 18 dargestellt.

Sie sind demnach umgrenzt theils von dem neuen Skalenoëder ς nebst dem ersten spitzen Rhomboëder — 2 *R*, mit schmal abgestumpften Polkanten (durch *R*); theils gesellt sich das Skalenoëder *R* 3 zu der neuen Form und der Scheitel wird durch das erste stumpfe Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$ gebildet. Die Flächen des Skalenoëder (Fig. 17) sind, wenngleich nicht so vollkommen spiegelnd wie die — 2 *R*, doch trefflich gebildet und geben gute Bilder. Es wurden zunächst an zwei etwa 3^{mm} grofsen Krystallen sämmtliche Polkanten der freien Enden gemessen.

Kr. 1.	*X* =	95°	51′	95°	57′	96°	6′
	Y =	151	29	151	30	151	30
Kr. 2.	*X* =	95	45	95	55	96	5
	Y =	151	30	151	31	151	30

An sechs anderen Krystallen wurden noch folgende Messungen ausgeführt: *X* = 95° 48′, 54′, 58′; 96° 4′, 8′, 10′. *Y* = 151° 28′, 29′, 30′, 30′, 33′, 35′.

Der Mittelwerth dieser 12 gemessenen Kanten *X* ist demnach 95° 58′,4; der 12 Kanten *Y* = 151° 30′,4.

Diesen Winkeln entspricht die Neigung der Kante *X* zur Verticalen = 25° 28′ 52″, der Kante *Y* zur Verticalen = 19° 15′ 20″.

Suchen wir nach einem Skalenoëder-Symbol, dessen Kantenwinkel den eben angegebenen annähernd entsprechen, so bleibt uns die Wahl zwischen $-\frac{8}{5}R\frac{9}{4}$ und $-\frac{8}{5}R\frac{20}{9}$.

Für das Skalenoëder

$$-\tfrac{8}{5}R\tfrac{9}{4} = (a' : \tfrac{5}{13}b : \tfrac{5}{18}a' : \tfrac{5}{31}b : \tfrac{5}{13}a' : \tfrac{5}{6}b : c)$$

berechnen sich folgende Winkel:

X =	96°	17′	30″
Y =	150	15	48
Z =	134	59	58

Neigung von *X* zur Verticalen = 23° 47′ 8″
„ „ *Y* „ „ = 18 6 30

Während die Kante *X* sich dem gemessenen Werth nähert, weicht *Y* um so bedeutender ab, wodurch, da die

Messungen von Y unter sich sehr gut übereinstimmen, die Annahme dieser Form durchaus vermehrt wird.

Für $-\frac{3}{2}R\frac{20}{9} = (\frac{12}{11}a' : \frac{4}{17}b : \frac{3}{10}a' : \frac{4}{23}b : \frac{12}{19}a' : \frac{3}{2}b : c)$ findet man:

$X = 96^\circ\ 43'\ 46''$
$Y = 150\ 48\ 48$
$Z = 132\ 48\ 15$

Neigung von X zur Verticalen $= 25^\circ\ 30'\ 12''$
„ „ Y „ „ $= 19\ 25\ 20$

Doch auch diese bisher nicht angegebene Form weicht in ihren Kanten sehr bedeutend von dem gemessenen Skalenoëder ab.

Obgleich wir demnach mit den Symbolen $-\frac{6}{5}R\frac{9}{4}$[1]) und $-\frac{3}{2}R\frac{20}{9}$ bis an die Grenze der krystallonomisch rationalen einfachen Axenschnitte gegangen sind, so gelingt es dennoch nicht, eine irgendwie befriedigende Uebereinstimmung der gemessenen und berechneten Winkel zu erzielen, oder eine Erklärung für so grofse Abweichungen wohlgebildeter und unter sich übereinstimmender Kanten zu finden. Lassen wir aber die Einfachheit der Indices der Axenschnitte fallen, so wird es uns unschwer gelingen, ein Skalenoëder zu berechnen, welches in vollkommen befriedigender Weise mit den Messungen, d. h. mit der wirklich vorliegenden Gestalt übereinstimmt.

Eine Vergleichung der Tangenten der Winkel $25^\circ\ 28'\ 52''$ und $19^\circ\ 15'\ 20''$ (d. h. der Neigungen der Polkanten X und Y zur Verticalen) mit der Tangente von $63^\circ\ 44'\ 46''$

[1]) Das Skalenoëder $-\frac{9}{5}R\frac{9}{4}$ findet sich zwar schon bei Zippe (S. 21) — wenngleich als ungewifs bezeichnet; es wurde auch von Des Cloizeaux in seine Tabelle aufgenommen S. 102, 103 als $q = d\frac{1}{2}\frac{1}{3}\ d^1\ b\frac{1}{4}$. Dennoch scheint die Existenz desselben noch nicht erwiesen. Es darf hier darauf hingedeutet werden, dafs die von Dufrénoy (*Traité de Minéralogie II. p.* 290) angegebenen Winkel X 96° 44', Y 150° 48' 40" nicht zu jenem Symbole führen, wie Zippe (S. 21) glaubt, sondern vielmehr genau übereinstimmen mit dem oben angegebenen Skalenoëder $-\frac{3}{2}R\frac{20}{9}$. Die von Zippe angeführte axonometrische Formel $\frac{1}{10}a' : \frac{1}{20}a : \frac{1}{19}a : \frac{1}{17}c$ stimmt nicht nur nicht mit dem Symbol $-\frac{9}{5}R\frac{9}{4}$, welchem er sie gleichsetzt, sondern sie ist auch in sich inkorrekt und unmöglich.

(der Neigung der Polkante der Grundform — 105° 5′ — welche die Axeneinheiten bestimmt) ergiebt die Schnitte zweier Zwischenaxen (b)

$$= \frac{1}{5{,}80392} \text{ und } \frac{1}{4{,}25426}$$

für welche man supponiren kann

$$\frac{1}{5{,}80} \text{ und } \frac{1}{4{,}25} \text{ oder } \frac{5}{29} \text{ und } \frac{4}{17}.$$

Diese führen zu dem Symbol

$$-\tfrac{31}{20} R \tfrac{201}{93} = (\tfrac{10}{9} a' : \tfrac{4}{17} b : \tfrac{60}{201} a' : \tfrac{5}{29} b : \tfrac{20}{43} a' : \tfrac{20}{31} b : c)$$

für welches

$$X = 95^\circ\ 56'\ 47''$$
$$Y = 151\ 31\ 18$$
$$Z = 135\ 55\ 54$$

Neigung von X zur Verticalen $= 25^\circ\ 30'\ 12''$
„ „ Y „ „ $= 19\ 16\ 3$

Ob durch vorstehende Beobachtung die Existenz des Skalenoëder $-\tfrac{31}{20} R \tfrac{201}{39}$ d. h. das Vorkommen einer Form mit irrationalen Axenschnitten beim Kalkspath bewiesen wird, wage ich allerdings noch nicht zu behaupten. Zur Beantwortung der so überaus wichtigen Frage, ob das Grundgesetz der Krystallographie, die Thatsache der rationalen Axenschnitte, gewisse Einschränkungen erleidet, bedarf es noch zahlreicher sorgsamer Beobachtungen. Theoretische Schlufsfolgerungen allein, namentlich wenn sie nicht mit Autopsie verbunden sind, so sinnreich sie auch sein mögen, genügen nicht zur Kritik der Messungen. Welch eine Reihe der schönsten Folgerungen zog Hauy aus seiner Annahme, dafs die Rhomboëderfläche des Kalkspaths eine vollkommen grade Abstumpfung der Kante zwischen der Basis und dem ersten Prisma bilde! Wie sinnreiche, ja bewundernswerthe Deduktionen zog Weifs aus seiner Voraussetzung der rechtwinkligen Axen $\sqrt{13} : \sqrt{3} . 13 : \sqrt{3}$ für den Feldspath! Dennoch lehrten die fortschreitenden Beobachtungen, dafs alle diese Schlufsfolgerungen den Thatsachen nicht entsprechen. Vergebens

suchte Hauy zu beweisen, daſs der Winkel des Kalkspathrhomboëder nicht 105° 5′ sein könne (wie Wollaston, Malus und Biot gemessen), sondern vielmehr 104° 28′ 40″ betragen müsse, da nur dieser Werth dem Verhältniſs der Flächendiagonalen $\sqrt{3} : \sqrt{2}$ entspreche, mit welchem alle jene schönen geometrischen Beziehungen der Kalkspathkrystallisation stehen und fallen würden. Auch in unserm Fall ist es nicht rathsam, theoretischen Voraussetzungen zu lieb — und mögen sie noch so innig mit den Grundlagen der Wissenschaft verbunden erscheinen — die Beobachtungen zu corrigiren. Das flächenreiche System des Kalkspaths und ebenso dasjenige des Quarz scheint durchaus die Annahme von Indices zu erheischen, welche der Irrationalität ganz nahe stehen. Ich erinnere z. B. an die von Des Cloizeaux nachgewiesene Fläche α beim Quarz

$$d^{\frac{1}{12}}\, d^{\frac{1}{27}}\, b^{\frac{1}{48}} = (\tfrac{1}{5}a' : \tfrac{1}{60}b : \tfrac{1}{75}a' : \tfrac{1}{145}b : \tfrac{1}{70}a' : \tfrac{1}{65}b : c),$$

welche eine Abstumpfung zwischen dem hexagonalen Prisma und der Trapezfläche x bildet.

Mit Rücksicht auf das in Obigem geschilderte Kalkspath-Skalenoëder mit irrationalen Axenschnitten schien mir auch der Nachweis nöthig, daſs hier wirklich kohlensaurer Kalk, nicht etwa eine magnesiahaltige Verbindung vorliege, deren Grundform eine stumpfere seyn würde. Es wurde demnach constatirt, einerseits daſs das Rhomboëder $-2R$ genau mit den Winkeln des Kalkspaths übereinstimmt, ferner, daſs nur eine sehr geringe Spur von Magnesia in den Krystallen vorhanden ist.

Mit dem Namen „Fortwachsungen“ bezeichnen wir die Erscheinung, daſs ein Krystall in seiner Vergröſserung oder Fortentwicklung eine andere Flächencombination oder Ausbildung darbietet, als in seiner ersten Anlage. Diese Fortwachsungen deuten demnach auf eine Unterbrechung der Krystallisation resp. auf veränderte Bedingungen der Entwicklung. Eine interessante Erscheinung dieser Art ist in der Fig. 16, Taf. V zur Anschauung gebracht, ein Krystall aus den Melaphyrdrusen von Oberstein, welcher theils einen rhomboëdrischen, theils einen skalenoëdrischen Habitus

zeigt. Mit dem Rhomboëder $f = -2R$ tritt in Combination das Skalenoëder

$$-\tfrac{1}{2}R4 = (\tfrac{4}{3}a' : \tfrac{4}{11}b : \tfrac{1}{2}a' : \tfrac{4}{13}b : \tfrac{4}{5}a' : \tfrac{1}{2}b : c).$$

Diese Form ist eine recht ungewöhnliche; sie wurde indefs an den Krystallen des Oberen Sees beobachtet (s. diese Ann. Bd. 132, S. 393). Das Rhomboëder $-2R$ trägt fast genau, wie es die Zeichnung darstellt, eine grofse mittlere und drei auf die Lateralecken gestellte Spitzen. In der Figur ist die hintere der drei kleineren Thürmchen wegen Ueberladung und weil dasselbe ganz durch die centrale Spitze verdeckt wird, fortgelassen. Mit dem unteren Pol war der Krystall aufgewachsen, daher hier nur eine unvollkommene Begrenzung. Das centrale Skalenoëder verhielt sich wesentlich wie ein Kernkrystall, indem es sich in das Rhomboëder hineinsenkt. Es scheint demnach um das ursprüngliche Skalenoëder das Rhomboëder sich gebildet zu haben, auf dessen Lateralecken wieder skalenoëdrische Fortwachsungen entstanden. Bemerkenswerth ist wohl auch, dafs das centrale Skalenoëder keine Spur von Flächen $-2R$ aufweist, während die Eckthürmchen stets auch diese Flächen darbieten. Die grofsen Flächen $-2R$ zeigen sehr flache Hervorragungen, welche auf das Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4$ deuten. Demnach haben wir zu unterscheiden eine primäre Bildung, welche den skalenoëdrischen Kern mit der centralen Spitze erzeugte, und eine secundäre Bildung, bei welcher rhomboëdrisches und skalenoedrisches Wachsthum sich combinirte. Einige Harmotom-Krystalle, ein in den Melaphyrmandeln von Oberstein häufiges Vorkommen, sind auf den Flächen des (35 mm. grofsen) Kalkspathgebildes aufgewachsen. Schon in einer früheren Arbeit (s. diese Ann. Bd. 135, S. 572—579) beschrieb und zeichnete ich eigenthümliche Fortwachsungen an Kalkspathkrystallen aus den Melaphyrdrusen von der Nahe: — ein gleich merkwürdiges Gebilde wie das hier vorliegende — im Besitze des Hrn. Dr. Fr. Scharff in Frankfurt a. M. — möchte kaum beobachtet seyn.

91. Ein merkwürdiger Glimmerkrystall vom Vesuv.

Die Krystallisation des Glimmers, speciell des vesuvischen Biotit, beschäftigt fort und fort die Mineralogen. Während die Untersuchungen der optischen Eigenschaften des vesuvischen Biotit (der einzigen genau meſsbaren Varietät) auf ein monoklines System deuten, beweisen die schärfsten Messungen, daſs die Grundform ein Rhomboëder und die Basis ein reguläres Hexagon ist, welche Formen nur im rhomboëdrisch-hexagonalen System vorkommen können. Bei dieser Sachlage wird jede neue Wahrnehmung in Bezug auf die Krystallisation des Glimmers von Interesse seyn. Aus einer vor Kurzem von Neapel erhaltenen Zusendung zeigte Hr. Stürtz mir einen 8 Ctm. groſsen Auswürfling, ein Aggregat von Olivin, Augit und Biotit mit einzelnen langen Nadeln von Apatit, indem er mich auf eine (etwa 6 Mm. gr.) Biotittafel aufmerksam machte, deren Randflächen einspringende Kanten bilden (s. Fig. 20, Taf. V). Zwei Seiten der sechsseitigen Tafel sind wegen der Aufwachsung nicht zur Ausbildung gelangt, während vier Randseiten frei auskrystallisirt sind und drei einspringende (in Fig. 20 durch gestrichelt-punktirte Linien bezeichnet), eine ausspringende Kante zeigen. Zum Verständniss dieses Gebildes müssen wir uns der gewöhnlichen Combination des vesuvischen Biotit erinnern (s. Fig. 19), wie sie von Kokscharow in d. Mater. z. Min. Rufsl. II, S. 127, von Hessenberg Min. Not. No. 7, Taf. II, Fig. 19, vom Verf. in Zeitschr. d. deutsch. geol. Ges. Bd. 16, S. 83, 1864 von Laach, und diese Ann. Ergbd. VI, Taf. II, Fig. 24 beschrieben und gezeichnet wurden. Eine der gewöhnlichsten Combinationen des vesuvischen Biotits zeigt demnach die Flächen M, M', h, c mit folgenden Winkeln:

$$M : M' = 120^{0}\,45\tfrac{1}{3}',\quad M : h = 119^{0}\,37'\,19'',$$
$$M : c = 98^{0}\,41',\quad h : c = 90^{0}.$$

Nach der Auffassung von Hessenberg erhalten diese Flächen, bezogen auf das hexagonal-rhomboëdrische System, folgende Symbole:

Dihexaëder $M = (\frac{3}{4}a : \frac{3}{4}a : \frac{3}{2}a : c)$, $\frac{4}{3}P2$
zweites hex. Prisma $h = (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c)$, $\infty P2$
Basis $c = (\infty a : \infty a : \infty a : c)$, oP

Die Deutung der Flächen unseres Krystalls Fig. 20 stützt sich auf folgende Messungen $\underline{M} : c$, linke Seite der Fig. $= 98^{\circ}\,57'$. $\underline{M} : \underline{h} = 171^{\circ}\,20'$ einspr. $\underline{c} : \underline{M} = 98^{\circ}\,46'$ $\underline{c} : \underline{M} = 81^{\circ}\,22'$, $c : \underline{M''} = 98^{\circ}\,43'$, $\underline{M''} . \underline{h} = 171^{\circ}\,18$ ausspr.

Auch die Flächen $\underline{h}$ und $\underline{M'''}$ konnten mit Sicherheit bestimmt werden. Wenn es uns nun gestattet ist, aus den vier beobachteten Randbegrenzungen der Tafel auf die beiden der Beobachtung nicht zugängliche Seiten zu schliefsen und wenn wir die einspringenden Kanten als Beweis einer Zwillingsbildung betrachten dürfen, so würde das Gesetz der Verwachsung in folgender Weise zu definiren seyn: Zwillingsaxe die Normale zu c, Drehungswinkel 120°. In der That erhalten wir das Gebilde Fig. 20, wenn wir die Tafel Fig. 19 parallel der Basis durchschneiden und die obere Hälfte um 120° drehen und zwar so, dafs der vordere Rand sich von links nach rechts bewegt.

Für die Auffassung unseres Gebildes als eines Zwillings sprechen die gesetzmäfsigen, ein- resp. ausspringenden Kanten, welche vollkommen in Eine Ebene fallend auf vier angrenzenden Seiten zu beobachten sind. Hierbei wird also vorausgesetzt, dafs das normale Auftreten von M und h in der That so ist, wie die Figur 19 es darstellt. Ich verkenne allerdings nicht, dafs zum *Beweise* der Zwillingsbildung es bestätigender Beobachtungen bedarf. Man könnte es nämlich für möglich halten, dafs hier lediglich ein Alterniren der Flächen stattfindet. Diese Annahme würde indefs erheischen, dafs die genannten Pyramidenflächen und das zweite hexagonale Prisma holoëdrisch auftreten, wenigstens nicht der oben genannten Theilflächigkeit unterliegen. Auch würde die aufserordentliche Regelmäfsigkeit der in Einer Ebene zusammenstofsenden Flächen bei der Voraussetzung einer blofsen Flächenoscillation kaum begreiflich seyn. Der Drehungswinkel von 120° kann bei

normal entwickelten rhomboëdrischen Systemen allerdings keinen Zwilling erzeugen. Es würde demnach diese Drehung als eine besondere Eigenthümlichkeit des Glimmersystems zu betrachten seyn. An der Lage der Rhomboëderflächen — wenn solche an unserem Glimmer aufträten — würde sich der Zwilling nicht verrathen. Häufig findet man an vesuvischen Biotit-Krystallen ein treppenförmiges Alterniren der Randflächen, dasselbe ist aber gänzlich verschieden von der hier in Rede stehenden Erscheinung, welche vollkommen das Ansehen einer Zwillingsbildung hat [1]).

92. Rothgültigerz von Andreasberg.

Zwei ausgezeichnete mit Flächen beladene Rothgültig-Krystalle von Andreasberg, 15 Mm. grofs, aus der Sammlung des Hrn. Seligmann, boten mir Gelegenheit, die beiden schönen, in den Figg. 21 und 22, Taf. V dargestellten Combinationen zu bestimmen, welche unter sieben Skalenoëdern zwei neue und eines von merkwürdig abnormer Bildung zeigen:

$r = R$, $(a : a : \infty a : c)$,
$e = -\frac{1}{2}R$, $(a' : a' : \infty a' : \frac{1}{2}c)$
$\lambda = \frac{1}{5}R\frac{1}{3}$, $(\frac{15}{4}a : b : \frac{15}{11}a : \frac{5}{6}b : \frac{15}{7}a : 5b : c)$
$l = \frac{1}{4}R3$, $(4a : b : \frac{4}{3}a : \frac{4}{5}b : 2a : 4b : c)$
$\mu = \frac{1}{8}R5$, $(\frac{5}{2}a : \frac{5}{7}b : a : \frac{5}{8}b : \frac{5}{3}a : 5b : c)$
$\nu = \frac{1}{8}R7$, $(\frac{5}{3}a : \frac{1}{2}b : \frac{5}{7}a : \frac{5}{11}b : \frac{5}{4}a : 5b : c)$
$\varrho = \frac{2}{3}R\frac{8}{3}$, $(\frac{9}{5}a : \frac{9}{7}b : \frac{9}{16}a : \frac{1}{3}b : \frac{9}{11}a : \frac{3}{2}b : c)$
$h = R3$, $(a : \frac{1}{4}b : \frac{1}{3}a : \frac{1}{5}b : \frac{1}{2}a : b : c)$
$y = R5$, $(\frac{1}{2}a : \frac{1}{7}b : \frac{1}{5}a : \frac{1}{8}b : \frac{1}{3}a : b : c)$
$a = \infty P2$, $(a : \frac{1}{2}a : a : \infty c)$
$b = \infty R$, $(a : a : \infty a : \infty c)$

Neu sind unter den hier aufgezählten Formen die Skalenoëder λ und ϱ. In folgender Tabelle bezeichnet X die kurze, Y die lange Polkante der Skalenoëder, x die Nei-

1) Einen zweiten vesuvischen Glimmerkrystall von genau gleicher Ausbildung mit derselben Vertheilung der ein- und ausspringenden Kanten am Rande der Tafel fand Hr. Seligmann in seiner Sammlung auf.

gung von X, y diejenige von Y zur Verticalen. Der Berechnung wurde zu Grunde gelegt die am Krystall Fig. 22 mit grofser Genauigkeit meſsbare Polkante von

$$-\tfrac{1}{2}R = 137^\circ\,52'.$$

Aus derselben ergiebt sich die Polkante von $R = 108^\circ\,34\tfrac{1}{2}'$. Neigung der Polkante von R zur Verticalen $= 65^\circ\,28'\tfrac{1}{2}$, der Polkante von $-\tfrac{1}{2}R = 77^\circ\,8\tfrac{1}{2}'$.

	X	Y	x	y
$\tfrac{1}{5}R\tfrac{11}{3}$	140° 28′	160° 33′	65° 28½′	61° 18′
$\tfrac{1}{4}R3$	142 54	159 3	65 28½	60 18¼
$\tfrac{1}{5}R5$	136 28	151 24½	57 26	53 52¼
$\tfrac{1}{5}R7$	129 57½	143 1½	47 37	44 53½
$\tfrac{2}{3}R\tfrac{8}{3}$	113 3	150 59½	43 12½	36 9
$R3$	105 34	144 47½	28 43¼	23 40¼
$R5$	109 19½	134 36	17 23¼	15 19½

Wir verdanken bekanntlich Hrn. Sella eine verdienstvolle Zusammenstellung der Formen des Rothgültigerzes, des Quarzes und des Kalkspaths (Quadro. etc. Torino 1856). In diesem Quadro sind die beiden Skalenoëder $\tfrac{1}{5}R\tfrac{11}{3}$ und $\tfrac{1}{5}R7$ beim Rothgültig nicht aufgeführt. Zur Vergleichung mit dem Kalkspath ist die Wahrnehmung nicht ohne Interesse, daſs von jenen 7 Skalenoëdern 3 bisher beim Kalkspath nicht beobachtet sind: $\tfrac{1}{5}R7$, $\tfrac{1}{5}R5$, $\tfrac{2}{3}R\tfrac{8}{3}$. Ein Studium der Zonen unserer Krystalle lehrt, daſs die Polkantenzone von R besonders reich entwickelt ist. Wir finden in derselben $\tfrac{1}{5}R\tfrac{11}{3}$, $\tfrac{1}{4}R3$, $R3$ und $R5$. Von besonderem Interesse ist die Zone $\tfrac{1}{5}R\tfrac{11}{3}$, $\tfrac{1}{5}R5$, $\tfrac{1}{5}R7$, $\infty P2$. Der betreffende Zonenpunkt liegt auf der Zwischenaxe in $5b$. Bemerkenswerth ist auch die Lage von $\tfrac{1}{5}R5$ in der Zone $R : \infty R$, welche in den Figuren deutlich hervortritt.

Die die Combinationskante $R : -\tfrac{1}{2}R$ abstumpfenden Skalenoëder sind im Allgemeinen wenig gut entwickelt. Statt scharfer Reflexe erhält man häufig Lichtstreifen, so daſs die Bestimmungen nicht ganz sicher. An den Krystallen von der Grube Gonderbach bei Lasphe finden sich z. B. nicht weniger als 6 bis 8 Flächen zwischen R und $-\tfrac{1}{2}R$, eben so vielen Skalenoëdern angehörend, deren Bestimmung nicht mit

Sicherheit geschehen konnte. An einem der Andreasberger Krystalle mafs ich aufser jenen angeführten Formen zwischen R und $-\frac{1}{3}R$ noch ein Skalenoëder derselben Lage: $X = 143^\circ 20'$ und $Y = 158^\circ 37'$, welche Winkel wohl auch nur auf die Form $\frac{1}{4}R3$ zu beziehen sind.

Das Skalenoëder $\frac{3}{5}R\frac{3}{5}$ (ϱ) ist sehr gut entwickelt, seine Winkel stimmen genau mit den berechneten Werthen. Gemessen $X = 113^\circ 3'$; $Y = 150^\circ 58'$. Die Bestimmung von $\frac{1}{5}R7$ (ν) geschah mittelst der Zone $a : \nu : \mu : \lambda$ und der gemessenen Kante $Y = 143^\circ 0'$. An $R3$ wurde die Kante $Y = 144^\circ 46'$ gemessen. Ebenso stimmten die Winkel der Form $R5$, einer der gewöhnlichen am Rothgültig gut mit der Rechnung überein. Anders verhält es sich mit dem Skalenoëder $\frac{1}{5}R5$ (μ), einer bereits von Sella beobachteten Form. Ihre Flächen sind zwar nicht ersten Ranges, aber doch sehr befriedigend meſsbar. Am Krystall Fig. 22, Taf. V wurden zwei Kanten $X = 134^\circ 38'$ und $134^\circ 34'$, sowie zwei $Y = 153^\circ 13'$ und $153^\circ 12'$ gemessen, desgleichen am Krystall Fig. 21 zwei $X = 134^\circ 35'$ und $134^\circ 39'$, $Y = 153^\circ 8'$. Beide Kanten weichen demnach um etwa $1^\circ 50'$ von den durch die Formel $\frac{1}{5}R5$ verlangten Werthen ab. Es ist nun nicht möglich eine Form mit rationalen Axenschnitten zu berechnen, deren Kanten mit den gemessenen übereinstimmen. Für $X = 134^\circ 34'$, $Y = 153^\circ 12'$ findet man $x = 57^\circ 52\frac{1}{3}'$ und $y = 53^\circ 25\frac{1}{4}'$. Die diesen Neigungen entsprechenden Axenschnitte b betragen 0,72656 und 0,6148; Werthe, für welche keine rationalen Zahlen sich supponiren lassen, wenn wir nicht, wie es oben geschehen, ganz ungewöhnliche Abweichungen gestatten. Welches die Ursache sey, dafs zwischen zahlreichen andern normal gebildeten Skalenoëdern eines sich findet, welches zu einem rationalen Symbol nicht führt — dies ist wohl recht schwierig anzugeben. Noch ist zu bemerken, dafs zwischen μ und ϱ, diese Kanten abstumpfend, noch eine sehr schmale unbestimmbare Fläche liegt, welche einen überaus stumpfen Winkel mit μ bildet. Die Flächen des Hauptrhomboëders sind die am wenigsten gut gebildeten, sie geben mehrfache und verwaschene Bilder.

Erklärung der Figuren-Tafel V.

1—6. Phakolith von Richmond, Colonie Victoria.
7—8. Sanidin aus Drusen einer doleritischen Lava von Bellingen im Westerwald.
9. Farbloser Anatas auf Eisenglanz vom Cavradi-Berge in Graubünden.
10. Rutil von Atliansk im Ural.
11, 12. Arkansit (Brookit) von Magnet-Cove, Arkansas.
13, 14. Paramorphosen von Rutil nach Arkansit (Brookit) von Magnet-Cove.
15. Gelber Augit vom Vesuv.
16. Kalkspath von Oberstein mit seltsamen Fortwachsungen.
17, 18. Neue Combination des Kalkspaths vom Forte Falcone bei Portoferrajo mit einem Skalenoëder von fast irrationalem Symbole.
19, 20. Biotit vom Vesuv.
21, 22. Rothgültigerz von Andreasberg.

Berichtigung. In der vorigen Forts. dieser Mitth. (d. Ann. Bd. 155, S. 24) S. 43, Z. 3 v. unten lies 135° 8′ statt 130° 45′ und 134° 47′ statt 140° 30½′.

IV. *Zur Kenntnifs der dielektrischen Polarisation; von Elihu Root.*

(Schlufs von S. 35.)

In unserm leeren Feld ist, wie oben gezeigt, die resultirende, elektrische Kraft constant und zu den Platten normal. Jetzt wollen wir irgend einen dielektrischen Körper in das Feld hineinbringen; sogleich wird er dielektrisch polarisirt und wirkt dann selbst inducirend auf die Platten zurück, so dafs das Feld nicht mehr dasselbe ist wie vorher. Um diese gegenseitigen Veränderungen näher ins Auge zu fassen, bedienen wir uns am besten des von Thomson [1]) entdeckten Princips der elektrischen Bilder. Angenommen es gäbe irgend ein System von elektrischen Punkten auf der einen Seite einer, auf Nullpotential erhaltenen, unendlich ausgedehnten Ebene; die Potentialfunction V auf dieser Seite der Ebene müfste folgenden Bedingungen genügen: $-\nabla^2 V = 4\pi E$ im Raume, und $V = 0$

1) Thomson, „*Cambridge and Dublin Mathematical Journal.*“ 1848.

in der Ebene und in der Unendlichkeit. Durch diese Bedingungen könnte V unzweideutig bestimmt werden.

Es sey nun die Ebene entfernt und statt derselben ein zweites, ebenso festes System von Punkten in das Feld hineingebracht und zwar so, dafs man es als ein vollkommenes, in einer imaginären, die wirkliche ersetzende Ebene abgespiegeltes Bild des ersteren betrachten könnte, nur soll die *Elektricitätsart* des Bildes überall die entgegengesetzte des Objects seyn. Die Niveaufläche $V = 0$ der beiden Systeme wäre in diesem Fall die imaginäre Ebene; obige Bedingungen wären also sämmtlich erfüllt und daher würden, weil V eindeutig ist, die beiden Systeme den wirklichen, elektrischen Bestand auf dieser Seite der Ebene völlig ersetzen können.

Steht die Ebene nicht auf dem Nullpotential, so könnten wir sie uns aus zwei Theilen zusammengesetzt denken, aus einer nämlich in jedem Punkt mit gleichen Elektricitätsmengen geladenen d. h. einer von der Gegenwart des Objects nicht afficirten und aus einer zweiten imaginären auf Nullpotential erhaltenen Ebene.

Wenden wir nun dieses Princip auf unsere parallele Ebene an. Ist irgend ein dielektrischer Körper im Feld aufgehängt, so wird er bis ins Unendliche hin und her zwischen den Messingplatten gespiegelt, ähnlich wie ein Lichtpunkt zwischen zwei parallelen Lichtspiegeln.

Bezeichnen wir mit Φ_0 die Potentialfunction des polarisirten Körpers mit $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \ldots \Phi_{-1}, \Phi_{-2}, \Phi_{-3}, \ldots$ diejenigen der Bilder, so können wir schreiben

$$\xi = \varepsilon_1 \Big(X_r - \frac{\partial}{\partial x} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \Phi_m \Big)$$

$$\eta = \varepsilon_2 \Big(Y_r - \frac{\partial}{\partial y} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \Phi_m \Big)$$

$$\zeta = \varepsilon_3 \Big(Z_r - \frac{\partial}{\partial z} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \Phi_m \Big)$$

Weil Φ_n gleichzeitig mit ε und jedenfalls in der Unendlichkeit verschwindet, so kann es kein von ε und $\frac{1}{r}$ unabhängiges Glied enthalten; von der $\Sigma\Phi_n$ können daher überhaupt nur wenige Glieder von wesentlichem Einfluſs seyn: ist überdieſs ε gegen die Kraft entweder unendlich groſs oder unendlich klein, so verschwindet $\Sigma\Phi_n$.

Jetzt wollen wir dem Körper eine krystallinische Struktur und Ellipsoidische Form geben, wobei die Axen desselben mit den Elektro-Elasticitätsaxen und auſserdem durch geeignetes Aufhängen sowohl die z-Axe mit der Drehungsaxe, als auch der Mittelpunkt des Ellipsoides mit dem des Feldes zusammenfallen mögen. Nun ist zwar ε der Theorie nach nicht als unendlich klein anzusehen; doch brauchen wir, weil es gegen die Kraft jedenfalls *sehr* klein ist, von der $\Sigma\Phi_n$, als eine erste Annäherung, nur Φ_0 zu berücksichtigen.

Das Problem der Magnetisirung eines Ellipsoides in einem gleichartigen Magnetfelde hat Poisson [1]) auf eine sehr einfache Weise gelöst. Bei Weglassung der Bilder haben wir aber ein gleichartiges Dielektricitätsfeld und können also den Ausdruck für die Potentialfunction Φ_0 aus der von Poisson angegebenen Lösung einfach niederschreiben. Demgemäſs ist

$$\Phi_0 = -\left(\frac{x}{E'}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial x} + \frac{y}{E'}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial y} + \frac{z}{E'}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial z}\right)$$

wobei Ω die *Gravitations*-Potentialfunction eines homogenen Ellipsoides bedeutet, also für einen inneren Punkt

$$\Omega = \pi abcE'\int_0^\infty d\lambda\,\frac{1-\frac{x^2}{a^2+\lambda}-\frac{y^2}{b^2+\lambda}-\frac{z^2}{c^2+\lambda}}{\sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}}$$

für einen äuſseren Punkt, dem Maclaurin'schen Satz zufolge:

$$\Omega = \pi\frac{abc}{a'b'c'}E'\int_0^\infty d\lambda\,\frac{1-\frac{x^2}{a^2+\lambda}-\frac{y^2}{b^2+\lambda}-\frac{z^2}{c^2+\lambda}}{\sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}}$$

1) Poisson, Mémoires de l'Institut, 1824.

wir erhalten dadurch für einen innern Punkt:

$$\Phi_0 = (A\mathfrak{x}x + B\mathfrak{y}y + C\mathfrak{z}z)$$

und für einen äußern:

$$\Phi_0 = \frac{abc}{a'b'c'}(A\mathfrak{x}x + B\mathfrak{y}y + C\mathfrak{z}z).$$

Für ein abgeplattetes Sphäroid, wo

$$c^2 = b^2 + c^2e^2 = a^2$$

ist,

$$B = 4\pi\left(\frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin e\right) \quad . \quad . \quad (5)$$

und

$$C = A = 2\pi\left(\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin e - \frac{1-e^2}{e^2}\right) \quad . \quad (6)$$

und für eine Kugel

$$A = B = C = \tfrac{4}{3}\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7).$$

Es ist demnach

$$\mathfrak{x} = \varepsilon_1(X_p - A\mathfrak{x}),$$

folglich

$$\mathfrak{x} = \frac{\varepsilon_1}{1 + A\varepsilon_1}X_p$$

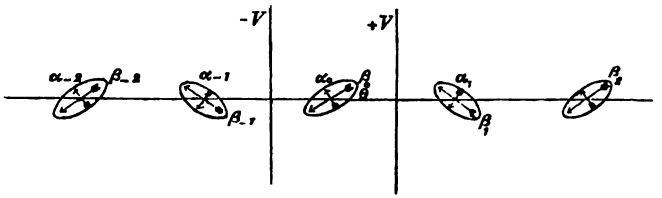
ebenso

$$\mathfrak{y} = \frac{\varepsilon_2}{1 + B\varepsilon_2}X_p$$

und

$$\mathfrak{z} = \frac{\varepsilon_3}{1 + C\varepsilon_3}Z_p = O.$$

Diese erste Approximation können wir nun benutzen, um zu einer zweiten zu gelangen. Denn wir haben jetzt vermöge der Homogenität des Objects in Bezug auf Materie, Form und Polarisation, eine sehr schöne Reihe von Bildern, welche durch folgende Figur versinnlicht wird.



Die potentielle Energie des Systems ist im Maximum, wenn stabiles Gleichgewicht eingetreten ist, der Punkt β_0 ist dann am stärksten afficirt. Setzen wir nun voraus, dafs der Ausschlagswinkel θ immer verschwindend klein sey und substituiren wir überall für die wirklichen Kräfte eine constante, die im Punkte β_0, so haben wir gewifs für die zweite Approximation einen Maximumwerth. Bezeichnen wir mit $\Sigma\alpha$ die Summe aller Brüche von der Form $\frac{abc}{a_\alpha b_\alpha c_\alpha}$, wobei $a_\alpha b_\alpha c_\alpha$ die Axen der mit α_0 confocalen Ellipsoide sind, welche durch die correspondirenden Punkte β hindurch gehen, so erhalten wir

$$\xi = \varepsilon_1 [X_p - A(1 - \Sigma\alpha)\xi]$$

$$= \frac{\varepsilon_1}{1 + A(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_1} X_p$$

$$\eta = \frac{\varepsilon_2}{1 + B(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_2} Y_p$$

$$\delta = \frac{\varepsilon_3}{1 + C(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_3} Z_p = 0.$$

Das Drehungsmoment um die z-Axe wird

$$N = \tfrac{4}{3}\pi abc \left\{ X_p \frac{\varepsilon_1}{1 + A(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_1} \cdot (Y_p + B\eta\Sigma\alpha) \right.$$

$$\left. - Y_p \frac{\varepsilon_2}{1 + B(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_2} \cdot (X_p + A\xi\Sigma\alpha) \right\}$$

Daher erhalten wir schliefslich

$$\tfrac{4}{3}\pi abc F^2\theta \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_2(B - A)}{[1 + A(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_1][1 + B(1 - \Sigma\alpha)\varepsilon_2]} > N > \tfrac{4}{3}\pi abc F^2\theta \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_2(B - A)}{(1 + A\varepsilon_1)(1 + B\varepsilon_2)}. \quad (8)$$

Man sieht, dafs je kleiner ε ist, um so weniger der Werth von N von der Form des Körpers abhängig ist.

Weil nun die Kraft als constant betrachtet wird, so finden hier die bekannten Sätze der pendelartigen Schwingungen eine Anwendung, also.

$$N = \frac{C\pi^2}{T^2}\theta,$$

folglich erhält man vermöge der zweiten Approximation die Gleichung

$$F = \frac{\text{Const.}}{T}.$$

Die Maximal- und Minimal-Werthe der Ungleichung (8) lagen für unsere Krystalle, bei Zugrundelegung der Gleichung $K = n^2$ so nahe bei einander, dafs wir mit unserem approximativen Verfahren nicht weiter zu gehen brauchen.

Die Gleichung (9) wird durch die Erfahrung vollständig bestätigt, wie die folgende Tabelle zeigt, wobei der schwingende Körper (in diesem Fall eine Schwefelkugel) so aufgehängt war, dafs die Drehungsaxe mit der mittleren Elasticitätsaxe zusammenfiel.

Tabelle XIII.

Quecksilber-Commutator.

C	T	Zahl der Daniell'schen Elemente
24	11,750 11,700	976
24	23,938 23,950	488
24	11,750 11,750	976

Wir haben bei den Berechnungen den Einfluss des Condensatorrandes und des Hartgummiringes vernachlässigt. Dieser Einfluss muss sich für diejenigen Punkte, welche in der Axe des Feldes liegen, vermöge der Form des Condensators, als eine Kraft äufsern, die parallel mit der Axe gerichtet und merklich constant ist. Oft nun in den folgenden Messungen fiel nach und nach, wegen einer Ausdehnung des Fadens, die aufgehängte Kugel um einen halben Durchmesser aus ihrer ursprünglichen Lage heraus, ohne dadurch eine merkliche Aenderung in der Schwingungsdauer zu verursachen. Daher können wir auch hier für die wirklichen Kräfte diejenige, welche in der Axe des Feldes herrscht, überall substituiren. Durch diese Correction wird die

Kraft F um ein wenig *vermehrt*, die Formeln aber bleiben dieselben.

Zu meinen Messungen benutzte ich folgende, sämmtlich von dem Optiker Hrn. Steeg in Homburg geschliffene Krystalle:

1. Vollkommen kreisrunde, parallel den optischen Axen geschliffene Scheiben von Turmalin, Topas, Quarz, Arragonit und Kalkspath. Die Turmalin- und Topas-Scheiben waren voll kleiner, unregelmäfsiger Sprünge, die Arragonitscheibe II hatte einen kleinen, bogenförmigen Sprung am Rande; alle anderen waren ganz fehlerfrei.

2. Biconvexe Linsen von Arragonit und Kalkspath, vollkommen fehlerfrei, und so geschliffen, dafs die Kreisschnitte parallel den optischen Axen waren. Allen Arragonit- und Kalkspath-Scheiben und Linsen wurden die Ränder so gut wie möglich abgerundet.

3. Kugeln von Quarz, Arragonit, Kalkspath und natürlichem Schwefel. Die drei ersten waren ganz ohne Sprünge, doch zeigte die Arragonitkugel, welche zuerst wie ganz vollkommen aussah, bei genauer Beobachtung eine Ebene im Innern, die auf einen unvollkommenen Bau des Krystalls hindeutete. Diese Ebene bildete einen Winkel von 45° mit der Ebene der optischen Axen, und die Schnittlinie der Ebenen war ziemlich genau parallel der Mittellinie der optischen Axen. Trotzdem zeigten sich alle Phänomene eines zweiaxigen Krystalls ganz vollkommen. Die beiden Schwefelkugeln hatten zwar sehr gute Flächen, sie enthielten auch keine fremde Substanz im Innern, waren aber nicht ohne bedeutende Sprünge. Die Kugel I, welche sonst die beste Kugel war, hatte in der Richtung der z-Axe eine kleine Verlängerung.

Die *Dimensionen* der Krystalle sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle XIV.

Krystalle	Durchm. in Mm.	Dicke in Mm.
Turmalin	10,8	1,92
Topas	11	1,97
Quarz	10	1,97
Arragonit-Scheibe I	10,62	0,608
„ „ II	11,27	0,425
„ Linse, 40 Mm. R.	12,27	1,69
Kalkspath-Scheibe	11,13	0,745
„ Linse, 40 Mm. R.	10,71	1,05
Quarzkugel	18	
Kalkspathkugel	12,8	
Arragonitkugel	12,8	
Schwefelkugel I	12,58	
„ II	12,22	

Die Bestimmung der Lage der optischen Axen in den beiden Schwefelkugeln und auch in der Arragonitkugel, erwies sich als eine aufserordentlich leichte, da das Phänomen der konischen Refraction mit freiem Auge ohne jedes weitere Hülfsmittel sehr deutlich sichtbar war, sobald ich durch die Kugel nach irgend einem Lichtpunkt hindurchsah. Noch genauer konnte ich die Lage der *Elasticitätsaxen* in den Schwefelkugeln dadurch bestimmen, dafs ich diejenige Richtung aufsuchte, wo das Licht durch Refraction nicht gebrochen wurde, der Lichtpunkt also einfach erschien; dabei lag immer der Mittelpunkt der Kugel in einer Linie, welche Auge und Lichtpunkt verband. Die optische Axe der Quarz- und Kalkspathkugeln kann sehr genau bestimmt werden durch Beobachtung der Ringsysteme, welche bei passender Linsencombination in einem Nörremberg'schen Polarisationsapparat, in ihrer vollen Klarheit erscheinen. Ich habe sie auf diese Weise bestimmt; zur Controle habe ich auch die Lage der optischen Axen der Arragonitkugel mittelst der bekannten Lemniscatencurven gefunden.

Die Art des Aufhängens war sehr einfach. Nachdem die Axenrichtung bestimmt worden war, und dies geschah sehr oft, bei den Kugeln sogar vor jedem Aufhängen, wurde ein einziger Coconfaden durch ein kleines Tröpfchen Kitt an der Scheibe befestigt. Der Coconfaden trug auch die Kugeln, selbst die grofse Quarzkugel; zur sicheren Befestigung war aber bei diesen der oberste, 2^{mm} lange Theil einer sehr feinen Nähnadel an dem Coconfaden befestigt und erst dieser in das Kitttröpfchen gedrückt. Vor dem Hinaufschrauben ins dielektrische Feld wurde jedesmal der Krystall sorgfältig mit Alkohol und Fliefspapier gereinigt und die Staubtheilchen so gut wie möglich davon entfernt. Obwohl eine veränderte Lage im Felde nicht störend war, so wurde bei vergleichenden Messungen der Krystall immer genau auf dieselbe Stelle gebracht; und dies geschah sehr leicht wegen der Construction des Condensators, vermöge welcher es nicht nöthig war, beim Einhängen den Apparat irgendwie in der Lage zu ändern. Durch Spiegelung konnten die Scheiben genau senkrecht aufgehängt werden.

Boltzmann wurde in seinen Messungen durch eine Leitung des Coconfadens gestört. Mein meterlanger Faden konnte überhaupt nur sehr langsam ableiten; wäre er aber von Metall, so würde das ohne Einfluſs auf meine Beobtungen gewesen seyn; denn die Vertauschung der Pole war eine vollkommene. Daſs eine leitende Vertheilung der Elektricitäten wirklich nicht störend war, zeigte folgendes Experiment, zu dessen Würdigung man daran denke, daſs, nach einer dauernden Wirkung von 30 Sec., der Krystall sich bei einer Verwechslung der Pole umkehrt. Nachdem die Schwefelkugel I zur Messung der Tabelle XIII gedient hatte, wurde sie einer 5 Min. constant dauernden Kraftwirkung von 976 Daniell'schen Elementen ausgesetzt; doch zeigte sie *gleich* nachher, bei commutirender Ladung, die Schwingungsdauer 11,775, während das Mittel aus der eben genannten Tabelle 11,737 ist.

Die Messung der Schwingungsdauer bei den Scheiben geschah nach der bekannten Gauſs'schen Methode, mittelst

Spiegelung. Das Fernrohr hatte eine Entfernung von der Platte von 2000mm; der Ausschlagswinkel lag immer zwischen 10 und 17 Minuten, konnte daher unbedingt als unendlich klein betrachtet werden. Ebenso genau konnten die Linsenschwingungen verfolgt werden und zwar mittelst der von den ersten und zweiten Flächen reflectirten Bilder, welche sich in entgegengesetzten Richtungen bewegten.

Schwieriger war die Verfolgung der Kugelbewegungen. Zum Theil bestimmte ich als Durchgangszeit den Augenblick, wo die beiden gebrochenen Strahlen sich zu einem einzigen vereinigten; öfter verfolgte ich jedoch, weil auf diese Weise die Beurtheilung der Amplitude sicherer war, irgend einen erkennbaren Punkt der Fläche.

Eine Messung der Kraft habe ich bei den Scheiben und Linsen meistentheils dadurch erspart, dafs ich unmittelbar nach einander Messungen in den zu vergleichenden Richtungen ausführte. Sonst wurde die Kraft mittelst eines zweiten Condensators, worin eine Krystallscheibe hing, gemessen. Wir haben gesehen, dafs die Kraft umgekehrt proportional der Schwingungsdauer ist. Die Schwingungsdauer einer Kugel, dividirt durch die Schwingungsdauer der Kraftscheibe, giebt „T^{α} für eine beliebige *Krafteinheit*. Dieser Werth von T ist derjenige, welcher in den folgenden Tabellen der Kugelmessungen angegeben wird. Kraft und Schwingungsdauer der Kugeln wurden immer alternirend gemessen.

Diejenige Richtung in einem Krystall, in welcher, nach der Fresnel'schen Hypothese, die Elasticität am kleinsten, also nach der Maxwell'schen Theorie die dielektrische Permeabilität am gröfsten ist, wollen wir, der Kürze wegen, einfach als die *Maximumrichtung* bezeichnen und sie in unseren Tabellen durch einen Pfeil andeuten. Ein senkrechter Pfeil bedeutet also, dafs die Maximumrichtung mit der Drehungsaxe zusammenfällt; ein horizontaler dagegen, dafs sie in der Aequatorialebene liegt. Bei den Kugeln behalten wir die Fresnel'sche Bezeichnung bei und nennen die Axe der gröfsten Elasticität, also der kleinsten Permea-

bilität die x-Axe: die z-Axe ist dann die kleinste Elasticitäts- und die gröfste Permeabilitätsaxe, während schliefslich die y-Axe die Axe mittlerer Elasticität und Permeabilität ist.

Die Resultate der Messungen waren für Topas und Turmalin kaum erwähnenswerth, wegen der Unvollkommenheit der Scheiben.

Die Topasscheibe, horizontal aufgehängt, stellte sich so, dafs die Maximumrichtung weder axial, noch äquatorial war; nach der Theorie soll aber die Richtungskraft aufserordentlich klein seyn; denn bei Zugrundelegung der Fraunhofer'schen Linie E ist

$$\frac{1}{a} = 1{,}6145, \quad \frac{1}{c} = 1{,}6241.$$

Auch bei der Turmalinscheibe war die Maximumrichtung keine bevorzugte. Wenn man aber bedenkt, wie störend der Einfluſs der Sprünge seyn kann, so ist das Resultat nicht auffallend. Faraday [1]) hat nämlich die Erfahrung gemacht, dafs Sprünge, welche der Luft keinen Eintritt erlauben, gute Leiter der Elektricität sind.

Eine Quarzscheibe hatte so wenig Richtkraft, dass immer die kleinste Abweichung von der horizontalen Lage die Einstellung bestimmte. Dieses entspricht der Theorie, denn wir haben für die Fraunhofer'sche Linie E

$$n_0 = 1{,}5471; \quad n_e = 1{,}5563.$$

Für alle anderen Scheiben und Linsen war die Maximal- *genau* die Axialrichtung.

1) Faraday, Exp. Res. al. 1193.

Arragonitscheibe I.

Tabelle XIV.

Commutatorzahl 80.
Combination: 2000 Gassiot'sche Elemente, Replenisher, Inductionscommutator.

Maximum-Richtung	T	T
⇿	3,775 3,700 3,800 3,800	3,7688
↕	4,100 4,100 4,150 4,100	4,1125
⇿	3,700 3,700 3,625 3,650	3,6688
↕	4,050 4,075 4,025 4,050 4,050	4,0500
⇿	3,800 3,775 3,750 3,800 3,800	3,7850

$\updownarrow \div \leftrightarrow = 1{,}091$

Tabelle XV.

Commutatorzahl 80.
Combination: 2000 Gassiot'sche Elemente, Replenisher, Inductionscommutator.

Maximum-Richtung	T	T
↕	3,550 3,500 3,575 3,550 3,575	3,550

Maximum-Richtung	T	T
⇻	3,225 3,250 3,275 3,225 3,250	3,245
⇻	3,250 3,225 3,200 3,200 3,200	3,215
⇕	3,500 3,500 3,525 3,500 3,550	3,515
⇻	3,350 3,375 3,425 3,375 3,400	3,385
⇕	3,675 3,650 3,625 3,650 3,650	3,650

$\frac{\updownarrow}{\leftrightarrow} = 1{,}088$

Tabelle XVI.

Combination: 1000 Daniell'sche Elemente und Frictions-Commutator.

Maximum-Richtung	C	T	T
⇻	85	2,237 2,275	2,256
⇕	107	2,488 2,488	2,488
⇻	100	2,300 2,336 2,312	2,316
⇕	100	2,562 2,562	2,562
⇻	107	2,338 2,350 2,350	2,347

$\frac{\updownarrow}{\leftrightarrow} = 1{,}095$

Tabelle XVII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	149	2,262 2,275	2,268
↔	161	2,125 2,138	2,132
↕	125	2,288 2,288	2,288

↕ ÷ ↔ = 1,069

Tabelle XVIII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	111	2,225 2,213	2,219
↔	130	2,050 2,050	2,050
↕	127	2,300 2,265	2,283
↔	103	2,063 2,068	2,066
↕	—	2,213 2,250	2,232

↕ ÷ ↔ = 1,088

Tabelle XIX.

Maximum-Richtung	C	T	T
↔	143	1,925 1,937	1,949
↕	112	2,050 2,075	2,063
↔	130	1,825 1,850 1,850 1,875	1,850
↕	138	2,125 2,087 2,112	2,108

↕ ÷ ↔ = 1,098

Arragonitscheibe II.

Tabelle XX.

Maximum-Richtung	T (Krystall)	T (Kraft)	T
↕	2,740	2,325	1,181
↔	2,623	2,375	1,104
↕	2,831	2,375	1,192
↔	2,583	2,375	1,088
↕	2,875	2,400	1,198

↕ ÷ ↔ = 1,086

Tabelle XXI.

Maximum Richtung	T (Krystall)	T (Kraft)	T
↕	2,594	2,250	1,153
↔	2,431	2,263	1,075
↕	2,650	2,275	1,165

↕ ÷ ↔ = 1,078

Tabelle XXII.

Maximum-Richtung	T
↕	3,221
↔	3,044
↕	3,329

↕ ÷ ↔ = 1,076

Arragonitlinse.

Tabelle XXIII.

Maximum-Richtung	T	T
↔	3,506 3,519	3,513
↕	4,031 3,968	3,994
↔	3,812 3,800	3,806

Maximum-Richtung	T	T
↔	3,613 3,575	3,594
↕	4,087 4,163	4,125
↔	3,831 3,733 3,931	3,832
↕	4,044 4,025	4,034
↔	3,675 3,675	3,675

↕ ÷ ↔ = 1,100

Tabelle XXIV.

Maximum-Richtung	T (Krystall)	T (Kraft)	T
↕	4,038	2,853	1,415
↔	3,794	2,928	1,296
↕	4,033	2,919	1,382

↕ ÷ ↔ = 1,079

Tabelle XXV.

Maximum-Richtung	T	T
↕	3,488 3,500	3,494
↔	3,650 3,619	3,634
↕	3,944 3,938	3,941
↔	3,737 3,819 3,763	3,773
↕	4,163 4,181 4,212	4,188
↔	4,012 3,963	3,988

Maximum-Richtung	T	T
↕	4,344 4,237 4,350	4,310
↔	3,950 4,025	3,988
↕	4,294 4,337	4,316
↔	4,200 4,225	4,213
↕	4,456 4,463	4,460

↕ ÷ ↔ = 1,066

Kalkspathscheibe.

Tabelle XXVI.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	109	2,225 2,238 2,250 2,238 2,250	2,240
↔	129	2,175 2,175	2,175
↕	144	2,212 2,212 2,212 2,225	2,215
↔	171	2,175 2,188 2,188	2,184

↕ ÷ ↔ = 1,022

Tabelle XXVII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↔	126	2,138 2,138	2,138
↕	133	2,188 2,188 2,188	2,188

↕ ÷ ↔ = 1,023

Tabelle XXVIII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↔	121	2,200 2,200 2,200 2,200	2,200
↕	115	2,288 2,275 2,275	2,274
↔	—	2,213	2,213

↕ ÷ ↔ = 1,033

Tabelle XXIX.

Maximum-Richtung	C	T	T
↔	—	2,350 2,350	2,350
↕	134	3,450 2,463 2,450	2,454
↔	143	2,413 2,413	2,413

↕ ÷ ↔ = 1,030

Tabelle XXX.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	110	2,413 2,425	2,419
↔	140	2,400 2,400 2,394	2,398
↕	144	2,450 2,438	2,444

↕ ÷ ↔ = 1,014

Tabelle XXXI.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	151	2,913 2,950 2,900 2,900 2,950 2,925	2,928
↔	163	2,850 2,875 2,875 2,863 2,863	2,865
↕	179	2,963 2,938 2,950	2,950

↕ ÷ ↔ = 1,026

Tabelle XXXII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↔	155	2,725 2,713 2,725	2,721
↕	156	2,750 2,800 2,763 2,725 2,731 2,775 2,775 2,750	2,759
↔	162	2,725 2,738 2,738 2,713 2,725 2,700	2,723
↕	164	2,750 2,763 2,738 2,750	2,750
↔	163	2,725 2,725	2,725

↕ ÷ ↔ = 1,012

Tabelle XXXIII.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	160	1,440 1,438 1,459 1,436	1,443
↔	—	1,391 1,384 1,394 1,376 1,362 1,382 1,409	1,385
↕	—	1,427	1,427

↕ ÷ ↔ = 1,036

Tabelle XXXIV.

Quecksilber-Commutator.

Maximum-Richtung	C	T	T
↕	24	2,425 2,425	2,424
↔	24	2,400 2,381 2,416 2,400	2,399
↕	24	2,481 2,513 2,506	2,500

↕ ÷ ↔ = 1,026

Kalkspathscheibe.

Tabelle XXXV.

Maximum-Richtung	T (Reducirt)	T (Reducirt)
↔	0,9899 0,9756 0,9762 0,9484 0,9630	0,9706

Maximum-Richtung	T (Reducirt)	T (Reducirt)
↕	0,9945 0,9954 0,9912 1,0391 1,0119	1,0064
↔	0,9664 0,9915 0,9454 0,9658 0,9885	0,9715

$\updownarrow \div \leftrightarrow = 1{,}036$

Tabelle XXXVI.

Maximum-Richtung	T	T
↕	2,200 2,238	2,219
↔	2,163 2,150	2,157
↕	2,238 2,238	2,238
↔	2,175 2,175	2,175
↕	2,250 2,238 2,250	2,246
↔	2,175 2,200 2,175	2,183
↕	2,300 2,288 2,313 2,288	2,297

$\updownarrow \div \leftrightarrow = 1{,}036$

Tabelle XXXVII.

Maximum-Richtung	T	T
↕	2,363 2,325 2,400	2,363

Maximum-Richtung	T	T
↕	2,425 2,463 2,487 2,475	2,463
↔	2,406 2,425	2,416
↕	2,513 2,525 2,525	2,521
↔	2,456 2,475 2,463	2,465

↕ ÷ ↔ = 1,033

Tabelle XXXVIII.

$T_{\updownarrow}$ (Reducirt)		$T_{\leftrightarrow}$ (Reducirt)	
1,0075		0,98473	
0,9883		0,96899	
0,9841		0,98024	
1,0240		0,96428	
1,0000		0,98024	
1,0000		0,96825	
	1,00065		0,97446

↕ ÷ ↔ = 1,027

Quarz-Kugel.

Tabelle XXXIX.

Maximum-Richtung	C	T (Kugel)	T (Kraft)
↔	24	35,350	2,206
	24	35,370	2,205

T (reducirt) = 16,033

Bei dieser Messung stellte sich die Kugel mit ihrer optischen Axe *genau axial* ein.

Kalkspath-Kugel.

Tabelle XL.

Quecksilber-Commutator.

976 Daniell'sche Elemente.

Maximum-Richtung	C	T (Kugel)	T (Kraft)
↕	24	15,650	1,941
↔	24	15,700	2,002
	24	15,975	2,012

T (Reducirt) = 7,948

Bei dieser Messung stellte sich die optische Axe *genau äquatorial* ein; aber in der Richtung der optischen Axe, d. h. so aufgehängt, dafs optische und Drehungsaxen zusammenfielen, zeigte die Kugel nicht das *allergeringste Drehungsmoment*, sondern blieb, auch bei sehr unregelmäfsiger Drehung des Savart'schen Rades, unbestimmte Zeit, in vollkommener Ruhe.

Arragonit-Kugel.

War die Kugel so aufgehängt, dafs die x-Axe mit der Drehungsaxe zusammenfiel, so stellte sich die y-Axe ziemlich genau axial ein; war hingegen die y-Axe als Drehungsaxe benutzt, so nahm die z-Axe die axiale Richtung ein.

Tabelle XLI.

x-Axe ∥ der Drehungsaxe

T (Kraft) = von 2,313 bis 2,356.

T_x auf unsere Krafteinheit bezogen.

6,8247	6,7621
6,8381	6,8865
6,9626	6,7749

T_x = 6,8415

Tabelle XLII.

y-Axe ∥ der Drehungsaxe.

T_y = 2,913 — 3,166

8,2276	8,0407
8,1944	8,0028
8,1293	8,0252

T_y = 8,1033

Tabelle XLIII.

z-Axe ‖ der Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}319 - 2{,}421$

5,5231	5,5462
5,5172	5,5589
5,5358	5,5368

$T_1 = 5{,}5363$

Tabelle XLIV.

x-Axe ‖ der Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}873 - 3{,}038.$

6,9959	6,9310
6,9014	6,9328
6,8823	6,9324

$T_1 = 6{,}9293$

Tabelle XLV.

y-Axe ‖ der Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}681 - 2{,}713.$

8,7226	8,8063
8,7679	8,7011
8,4551	8,7439
8,5329	8,7976

$T_2 = 8{,}6909$

Tabelle XLVI.

z-Axe ‖ der Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}356 - 2{,}631.$

5,4378	5,5769
5,4971	5,5325
5,5381	5,4709
5,5892	5,4639
5,5880	5,4431
5,5506	5,5040

$T_1 = 5{,}5160$

Tabelle XLVII.

Optische Axe als Drehungsaxe

$T_f = 2{,}550 - 2{,}559,$

6,7600	6,7217
6,7856	6,6820
6,7578	6,7276

$T_0 = 6{,}7391$

Tabelle XLVIII.

Optische Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}446 - 2{,}628.$

6,7162	6,7224
6,7430	6,7272
6,6578	6,7334
6,6946	6,7673

$T_0 = 6{,}7202$

Tabelle XLIX.

x-Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}731 - 2{,}804;\ 2{,}378 - 2{,}416$

6,8513	7,0289
6,7665	6,9854
6,8764	6,9558
7,0536	6,9487
6,9938	6,9756
7,0585	6,9885

$T_1 = 6{,}9569$

Schwefel-Kugel I.

Tabelle L.

x-Axe als Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}263 - 2{,}884.$

5,7238	5,6241
5,6703	5,5944
5,6560	5,6248
5,6566	5,7001
5,7066	5,7115
5,7058	5,6697
5,6944	5,7325
5,6839	5,7148
5,6297	5,8042
5,6201	5,8335
5,6221	5,6517
5,6203	5,6340

$T_x = 5{,}6777$

Tabelle LI.

y-Axe als Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}328 - 2{,}965.$

4,6605	4,7157
4,6225	4,7148
4,5708	4,6453
4,6243	4,6919
4,6476	4,7601
4,6523	4,7120
4,6624	4,6898
4,6358	4,7159
4,7409	4,7213
4,7576	4,7010
4,7315	

$T_y = 4{,}6845$

Tabelle LII.

z-Axe der Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}444 - 2{,}819.$

7,5960	7,4841
7,6117	7,4605
7,6224	7,5793
7,5846	7,7095
7,6535	7,5822
7,7789	7,4496
7,7841	7,5298
7,7500	7,5354
7,6768	7,4621
7,5758	7,4746
7,5011	7,4886
7,5189	7,4423
7,5665	7,4341
7,6217	7,5231
7,6035	7,4957
7,6204	7,5112
7,6080	7,5040
7,5258	7,5123

$T_z = 7{,}5633$

Tabelle LIII.

x-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_h	T_t
11,075	1,966
11,175	1,987

$T_x = 5{,}6284$

Tabelle LIV.

y-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_h	T_t
9,075	1,958
9,100	1,969
9,100	

$T_y = 4{,}6303$

Tabelle LV.

z-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
16,200	2,075
16,500	2,075
16,225	2,100

$T_z = 7{,}8280$

Tabelle LVI.

x-Axe als Drehungsvermögen.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
10,275	2,016
10,300	2,000

$T_x = 5{,}1233$

Tabelle LVII.

y-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
9,275	2,033
9,225	2,038

$T_y = 4{,}5446$

Tabelle LVIII.

z-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
14,850	2,005
14,913	2,010

$T_z = 7{,}4123$

Tabelle LIX.

Optische Axe I als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

x-Axe annähernd *aequatorial*.

T_k	T_f
33,400	2,144
33,250	2,155

$T_1 = 15{,}505$

Tabelle LX.

Optische Axe II als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

x-Axe annähernd *aequatorial*.

T_k	T_f
34,150	2,244
34,600	2,269

$T_2 = 15{,}327$

Tabelle LXI.

Optische Axe I als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
33,300	2,331
34,092	2,325

$T_1 = 14{,}554$

Tabelle LXII.

Optische Axe II als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
35,200	2,394
35,900	2,419

$T_2 = 14{,}744$

Schwefel-Kugel II.

Tabelle LXIII.

x-Axe als Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}571 - 3{,}322.$

6,5495	6,4139
6,5150	6,4960
6,4574	6,6156
6,4363	6,5277
6,5392	6,4833
6,5570	6,4432
6,5535	6,4021
6,4500	6,4756

$T_x = 6{,}4947$

Tabelle LXIV.

y-Axe als Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}529 - 2{,}700.$

5,0316	5,0806
5,0537	5,0744
5,0612	5,0828
5,0953	5,0878
5,1003	5,0978
5,0802	5,1358
5,0761	5,1646
5,0819	5,1577
5,0891	5,1698
5,0898	5,1919
5,0909	5,1930
5,1009	5,1572
5,1013	5,1367
5,0956	

$T_y = 5{,}1066$

Tabelle LXV.

z-Axe der Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}284 - 2{,}991.$

7,7758	7,5295
7,7223	7,6018
7,7238	7,6779
7,7044	7,6598
7,7110	7,7061
7,7985	7,9604
7,7383	7,9412
7,6795	7,5796
7,7925	7,5037
7,8792	7,5993
7,6589	7,5205

$T_z = 7{,}7027$

Tabelle LXVI.

x-Axe der Drehungsaxe.

$T_t = 3{,}003 - 3{,}156$

6,0980	6,1110
6,2036	6,1296
6,2690	6,2049
6,1640	6,2162
6,0797	6,2135
6,1143	6,1543

$T_x = 1{,}1632$

Tabelle LXVII.

y-Axe der Drehungsaxe.

$T_t = 2{,}644 - 2{,}925$

5,2058	5,0811
5,1387	5,1325
5,1156	5,1753
5,1046	5,1841

$T_y = 5{,}1422$

Tabelle LXVIII.

z-Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}666 - 2{,}794.$

7,3717	7,3403
7,3674	7,3851
7,3448	7,4287
7,3140	7,3680

$T_z = 7{,}3650$

Tabelle LXIX.

x-Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}400 = 2{,}550.$

6,2917	6,3635
6,2917	6,3728
6,3646	6,3468
6,3510	6,3843

$T_x = 6{,}3458$

Tabelle LXX.

y-Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 2{,}363 - 2{,}577.$

4,9769	4,9648
4,9271	4,9484
5,0273	4,9924
5,0672	4,9596

$T_y = 4{,}9827$

Tabelle LXXI.

z-Axe als Drehungsaxe.

$T_f = 3{,}363 - 3{,}429.$

7,3606	7,3388
7,3817	7,3556
7,3223	

$T_z = 7{,}3518$

Tabelle LXXII.

x-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
13,350	2,050
13,825	2,050

$T_x = 6{,}5063$

Tabelle LXXIII.

y-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
10,400	2,013
10,500	2,030

$T_y = 5{,}1694$

Tabelle LXXIV.

z-Axe der Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
15,025	2,050
14,650	2,066

$T_z = 7{,}2082$

Tabelle LXXV.

x-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
13,675	2,117
14,025	2,100

$T_x = 6{,}5693$

Tabelle LXXVI.

y-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
10,900	2,113
10,900	2,113

$T_y = 5{,}1598$

Tabelle LXXVII.

z-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
13,950	1,9916
13,950	1,9875

$T_z = 7{,}0115$

Tabelle LXXVIII.

z-Axe als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
14,288	2,013
14,425	2,000

$T_z = 7{,}1559$

Tabelle LXXIX.

Optische Axe I als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
21,700	2,209
21,700	2,209

$T_1 = 9{,}8234$

Tabelle LXXX.

Optische Axe II als Drehungsaxe.

Quecksilber-Commutator.

T_k	T_f
20,475	2,210
20,575	2,210

$T_2 = 9{,}0611$

In den folgenden Tabellen wollen wir die gewonnenen Zahlen zusammenstellen, zur besseren Vergleichung.

Tabelle LXXXI.

Krystalle	$T_z \div T_x$	$T_z \div T_x$
Arragonit-Scheibe I.	1,091 1,088 1,095 1,069 1,098 1,088	1,0882
Arragonit-Scheibe II.	1,076 1,078 1,086	1,0800

Krystalle	$T_3 \div T_1$	$T_3 \div T_1$
Arragonit-Linse	1,066 1,100 1,079	1,0817
Kalkspath-Scheibe	1,022 1,023 1,033 1,030 1,014 1,012 1,026 1,036 1,026	1,0247
Kalkspath-Linse	1,027 1,036 1,036 1,033	1,0330

Tabelle LXXXII.

Arragonit- und Schwefelkugel.

Krystall		T	T
Arragonit	T_1	6,8415 6,9293 6,9569	6,9092
„	T_2	8,1033 8,6909	8,3971
„	T_3	5,5363 5,5160	5,5262
„	T_4	6,7391 6,7202	6,7297
Schwefel I	T_1	5,6777 5,6284 5,1233	5,4765
„	T_2	4,6845 4,6303 4,5446	4,6198
„	T_3	7,5633 7,8280 7,4123	7,6012
„	T_1	15,505 14,554	15,0295
„	T_2	15,327 14,774	15,0505

Krystall		T	T
		6,4947	
		6,1632	
Schwefel II	T_x	6,3458	6,4159
		6,5063	
		6,5693	
		5,1066	
		5,1422	
„	T_y	4,9827	5,1121
		5,1694	
		5,1598	
		7,7027	
		7,3518	
„	T_z	7,3650	7,2992
		7,0115	
		7,2082	
		7,1559	
„	T_1	9,8234	9,8234
„	T_2	9,0611	9,0611

Wir wollen jetzt die erhaltenen Resultate mit der Theorie vergleichen. Aus den obigen Formeln gewinnen wir durch Division, weil die Trägheitsmomente C_x und C_z als gleich anzusehen sind, für Ellipsoide

$$\frac{T_z}{T_x} = \sqrt{\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2 + \varepsilon_2\varepsilon_3(B-A)}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_2(B-A)} \cdot \frac{1 + A(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_1}{1 + B(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_3}} \quad (10)$$

und für Kugeln

$$\frac{T_z}{T_x} = \sqrt{\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \cdot \frac{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_1}{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_3}}$$

$$\frac{T_z}{T_y} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_2 - \varepsilon_3} \cdot \frac{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_2}{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_1}} \quad (11),$$

$$\frac{T_y}{T_x} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_3 - \varepsilon_1} \cdot \frac{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_3}{1 + \frac{4}{3}\pi(1-\Sigma\alpha)\varepsilon_1}}$$

woraus auch

$$\frac{1}{T_x^2} + \frac{1}{T_z^2} = \frac{1}{T_y^2} \quad \ldots \quad (12).$$

Es ist ferner

$$\Sigma_\alpha = \sum \frac{a.b.c}{a_\alpha b_\alpha c_\alpha} = \sum \frac{1}{p^2 \sqrt{p^2 q^2 + (1-q)^2}}$$

$$p_1 = \frac{a^1}{a} < \tfrac{1}{3}; \quad q = \frac{a}{b}.$$

Hiernach vergrößern wir nur die Maximalwerthe von L, M und N und auch von $T_x + T_z$, wenn wir setzen

$$q \Sigma_\alpha = \Sigma' \left(\frac{1}{3^3} + \frac{1}{5^3} + \frac{1}{7^3} + \ldots\right).$$

Den Werth der letzteren Summe können wir aber nach folgender Formel [1]) leicht ausrechnen:

$$\frac{1}{a^{1+\lambda}} + \frac{1}{(a+h)^{1+\lambda}} + \frac{1}{(a+2h)^{1+\lambda}} + \ldots. =$$
$$\frac{1}{\lambda a^\lambda h} + \frac{1}{2a^{\lambda+1}} + \frac{B_1(\lambda+1)h}{1.2a^{\lambda+2}} +$$
$$\frac{B_3(\lambda+1)(\lambda+2)(\lambda+3)h^3}{1.2.3.4a^{\lambda+4}} +$$

wo „B“ die Bernoulli'sche Zahl bedeutet.

Hiernach ist

$$\Sigma\left(\frac{1}{3^3} + \frac{1}{5^3} + \frac{1}{7^3} + \ldots\right) = 0{,}05180$$

$\Sigma\alpha = \frac{b}{a} \ldots$, 0,05180, welche bei der Arragonit-Linse den größten Werth, nämlich 0,00583, erreicht. Dieser Werth hat aber, in die Gleichung für die Linse eingesetzt, keinen Einfluß auf das Resultat. Daher können wir für die Ellipsoide $\Sigma\alpha = 0$ setzen. Maximum- und Minimumwerthe fallen also zusammen. Ferner finden wir, vermöge der Gleichungen (5) und (6), folgende Werthe von A, B und C:

Krystall	$A = C$	B
Arragonit-Scheibe I	0,409	11,751
„ II	0,354	11,857
Arragonit-Linse	1,154	10,258
Kalkspath-Scheibe	0,608	11,350
Kalkspat-Linse	0,859	10,847

Beim Zugrundelegen der Messungen von Rudberg [2]) und Schrauf [3]), gewinnen wir mit Hülfe der Cauchy'-

1) Schlömilch, Compendium d. Höh. Analysis, Bd. II, S. 232.
2) Rudberg, diese Ann. Bd. XVII.
3) Schrauf, Wiener Berichte Bd. 41, S. 794.

schen Dispersionsformel aus der theoretischen Gleichung $K = n^2$ folgende Werthe von K:

Krystalle	K_x	K_y	K_z
Kalkspath	2,1839	2,6817	2,6817
Arragonit	2,3104	2,7622	2,7756
Schwefel	3,591	3,886	4,695

Die Werthe von K, A, B und C, in die Gleichungen (10), (11) und (12) eingesetzt, sollen nun, der Theorie nach, denselben genügen; die beiden Seiten der Gleichungen sind aber, auf diese Weise geprüft, nicht gleichwerthig, wie folgende Tabelle zeigt.

Tabelle LXXXIII.

Krystall		Berechnet	Gefunden
Arragonit-Scheibe I	$T_z \div T_x$	1,3089	1,0882
„ II	„	1,3076	1,0800
Arragonit-Linse	„	1,3412	1,0817
Kalkspath-Scheibe	„	1,4011	1,0247
Kalkspath-Linse	„	1,4174	1,0330
Schwefel-Kugel I	$T_z \div T_y$	1,1986 Min.	1,1854
„ II	„	1,1970 Max.	1,2550
„ I	$T_z \div T_y$	1,8139 Min.	1,6453
„ II	„	1,8149 Max.	1,4278
„ I	$T_z \div T_x$	1,5133 Min.	1,3880
„ II	„	1,4145 Max.	1,1377
„ I	$\frac{1}{T_x^2} + \frac{1}{T_z^2}$		0,5065
„ I	$\frac{1}{T^2_y}$		0,4686
„ II	$\frac{1}{T_x^2} + \frac{1}{T_z^2}$		0,4306
„ II	$\frac{1}{T^2_y}$		0,3827

Denken wir um die Kugeln Hülfsellipsoide construirt, deren drei Hauptaxen mit den drei Dielektricitätsaxen der Kugeln zusammenfallen und deren Axen durch die Gleichungen

$$a = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{x}}}; \; b = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{y}}}; \; c = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{z}}}$$

gegeben sind. Wirkt dann die polarisirende Kraft in der Richtung irgend eines der Radii-rectores „r“ des Ellipsoids, so ist die Gröfse des auf diese Richtung projectirten dielektrischen Momentes „M“ der Kugeln gegeben durch die Gleichung

$$M = F \frac{1}{r^3}.$$

Die Hülfsellipsoide haben Kreisschnitte, deren Ebenen durch die mittleren Axen gehen und gegen die Ebenen der Axen a, b um Winkel „Θ“ geneigt sind, welche durch folgende Gleichung bestimmt sind:

$$\sin \Theta = \frac{c}{b} \sqrt{\frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}} = \sqrt{\frac{\mathfrak{y} - \mathfrak{x}}{\mathfrak{z} - \mathfrak{x}}} =$$

$$\sqrt{\frac{K_y - K_x}{K_z - K_x} \cdot \frac{2 + K_z}{2 + K_y}} = \frac{T_y}{T_z}$$

Ferner erhalten wir aus der Fresnel'schen Theorie:

$$\sin \Theta^1 = \frac{n_z}{n_y} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_x^2}} = \sqrt{\frac{K_y - K_x}{K_z - K_x} \cdot \frac{K_z}{K_y}},$$

wo Θ^1 den Winkel bedeutet, welchen der Kreisschnitt des ersten Fresnel'schen Ellipsoids, dessen Gleichung

$$a^2 x^2 + b^2 y^2 + c^2 z^2 = 1$$

ist, mit der Axe bildet.

Für Arragonit ist der Theorie nach K_x nahezu gleich K_y; daher sollte für diese Kugel $T_x \div T_y$ nahezu gleich Eins und Θ^1 nicht merklich von Θ verschieden seyn; in der Richtung der optischen Axen aufgehängt, sollte hiernach die Kugel kein Drehungsmoment besitzen. In der Wirklichkeit haben wir $T_0 = 6{,}7297$. Nicht einmal war aber $K_x < K_y < K_z$, sondern $K_x < K_z < K_y$; merkwürdig war es doch, dafs bei den Messungen eine Axe sich immer ziemlich genau axial einstellte.

Wir haben jetzt die Bedeutung unserer Resultate etwas näher ins Auge zu fassen. Dafs sie mit der Maxwell'schen Gleichung nicht übereinstimmen, ist augenscheinlich.

Diese Thatsache kann zuerst nicht durch eine *Formabweichung* erklärt werden; denn was die Ellipsoide betrifft, so sind in dieser Beziehung die Linsen und die Scheiben einander entgegengesetzt, doch ist diese Verschiedenheit in den Messungen nicht zu spüren. Von den Kugeln waren alle, die Schwefelkugel I ausgenommen, in dieser Beziehung vollkommen. Die Verlängerung der Letzteren war ziemlich genau in der Richtung der z-Axe, wie auch anders, aber besonders dadurch constatirt wurde, dafs $T_1 = T_2$ war,

$$T_1 = 15{,}0295; \quad T_2 = 15{,}0505.$$

Diese Abweichung brachte die Messungen nur in *besseren Einklang* mit der Theorie, als es sonst der Fall wäre.

Wir können auch nicht an der Genauigkeit unserer Formeln zweifeln: denn der störende Einfluſs unseres approximativen Verfahrens müſste sich vielmehr bei den Kugeln geltend machen als bei den Ellipsoiden, während die Abweichungen bei den letzteren viel gröſser sind.

Dasselbe gilt für die *Gröfse der Amplitude.* Diese war nur bei den Kugeln bedeutend, wo sie sich wirklich als etwas störend zeigte. Bei den Ellipsoid-Messungen war sie unbedingt als unendlich klein zu betrachten.

Mit welcher *Genauigkeit die Axenrichtungen* bestimmt waren, zeigt die Aufhängung der Kalkspathkugel in der Richtung der optischen Axe. Wie empfindlich die Kugeln waren, beweist ein Experiment mit der vollkommenen Quarzkugel, welche am letzten Tage des Semesters, nachdem die genaue Richtung der Axe zufällig verloren war, in einer angenäherten Richtung aufgehängt, ein kleines Drehungsmoment zeigte, obwohl für die Fraunhofer'sche Linie *H*

$$n_0 = 1{,}5582; \quad n_\varepsilon = 1{,}5577.$$

Unzweifelhaft findet sich etwas Zufälliges in den Resultaten; nicht alle Messungen stimmen gut unter einander überein; so besonders die Werthe von T_2 Schwefelkugel II in Tabelle LXXXII. Die specifischen Tabellen zeigen aber, dafs der mittlere Beobachtungsfehler im Allgemeinen

nicht bedeutend ist, obwohl auch hier sonderbare Schwankungen in den Werthen der Schwingungsdauer zu bemerken sind, so z. B. in der vom Mittelwerthe sehr abweichenden Tabelle LXV. Ist es vielleicht möglich, dafs der *Einfluſs der Sprünge* mit der Temperatur — wegen der Ausdehnung des Schwefels — *veränderlich* ist? Wie bedeutend dieser Einfluſs ist, zeigt, wie ich glaube, der Unterschied zwischen T_1 und T_2 der Kugel II; nur dadurch lassen sich auſserdem die Abweichungen zwischen Kugel I und II erklären.

Die Tabellen XLI—XLIX, wo zwei Arragonitkrystalle an den Messungen theilnahmen, zeigen, wie genau für vollkommene Krystalle alle Bedingungen der Gleichung (9) erfüllt sind.

Die oben erwähnte ausgezeichnete Ebene in der Arragonitkugel mag die Ursache des sonderbaren Verhaltens dieser Kugel seyn. Sonst wüſsten wir nicht, diese Abweichung zu erklären.

Bei Vernachlässigung der eben genannten Kugeln stimmen sämmtliche Messungen in Bezug auf den *Sinn* der Abweichung überein. Fügen wir nun zu der Maxwell'schen Theorie noch einen Punkt der Fresnel'schen hinzu, die Behauptung nämlich, dafs *überall und immer* eine *augenblickliche* Leitung die Polarisation begleite, so ist der Sinn der Abweichung vollkommen erklärt. Die Leitung wächst, wie wir gesehen haben, im umgekehrten Verhältniſs zu K; sie müſste also bewirken, dafs unsere vergleichende Messungen zu klein ausfallen, was überall, *auch beim Schwefel* der Fall war. Man scheint übrigens nicht bemerkt zu haben, dafs Boltzmann's Messungen für Schwefel sämmtlich zu groſs ausfallen. Er fand

$$K_x = 3{,}811;\ K_y = 3{,}970;\ K_z = 4{,}773,$$

während die Maxwell'sche Theorie liefert:

$$K_x = 3{,}591;\ K_y = 3{,}886;\ K_z = 4{,}695.$$

Man bemerke auch, dafs, je kleiner „K“, um so gröſser die Abweichung ist.

§. 4.

Die Resultate der ganzen Untersuchung können wir, bei Vernachlässigung der fraglichen Arragonitkugel, in den folgenden Sätzen zusammenfassen:

I. Es giebt eine dielektrische Polarisation, welche aufserdem weniger als 0,0000821 Sec. braucht, um sich vollkommen zu entwickeln.

II. Alle festen, dielektrischen Körper, Schwefel *nicht* ausgenommen, zeigen bei dauernder Ladung oder langsamer Commutation eine dielektrische Nachwirkung, welche z. B. bei Arragonit innerhalb 0,0208 Sec. bemerkbar, aufserhalb 0,007 Sec. hingegen nicht mehr zu spüren ist.

III. Der Richtung und der *relativen* Gröfse nach, fallen die Fresnel'schen Elasticitäts- mit den Maxwell'schen Elektroelasticitäts-Hauptaxen genau zusammen.

IV. Nur mit Hülfe der Annahme Faraday's, dafs eine vollkommene Leitung die Polarisation überall begleite, ist die Gleichung $K = n^2$ mit der Erfahrung in Einklang zu bringen.

V. *Untersuchungen über die Spectra der Planeten; von Dr. H. C. Vogel.*

Die früher von verschiedenen Beobachtern angestellten Untersuchungen über die Spectra der Planeten haben zu Resultaten geführt, die unter sich eine so geringe Uebereinstimmung zeigten, dafs man selbst über die Lage der charakteristischen Linien und Streifen in den Spectren häufig im Ungewissen blieb.

Ich hatte mich deshalb gleich beim Beginn meiner Thätigkeit auf dem Gebiete der Astrophysik mit Eifer diesen Beobachtungen zugewandt und mich später an

einer von der Akademie der Wissenschaften in Kopenhagen für das Jahr 1873 gestellten Preisaufgabe — Untersuchungen über die Spectra der Planeten Venus, Mars, Jupiter, Saturn und Uranus auszuführen und diesen Untersuchungen eine vergleichende Kritik der bisher hierüber veröffentlichten Schriften beizufügen — betheiligt.

Die Beobachtungen, welche in einem 1874 erschienenen Werkchen[1]) niedergelegt sind, haben Ergebnisse geliefert, die auch in weiteren Kreisen nicht ohne Interesse seyn dürften und ich folge deſshalb gern einer an mich ergangenen Aufforderung, dieselben hier in einem kurzen Auszug mitzutheilen.

Merkur. Im Spectrum des Merkur sind zahlreiche Linien zu erkennen, von denen sich mit den mir zu Gebote stehenden, sehr bedeutenden Hülfsmitteln der Bothkamper Sternwarte 12 bis 14 Linien mit verhältniſsmäſsig groſser Sicherheit messen lieſsen. Diese Linien stimmen mit denen des Sonnenspectrums in vollkommenster Weise überein. Es sind ferner einige Streifen, die sich im Sonnenspectrum nur bei tiefem Stande der Sonne zeigen und durch Absorption des Sonnenlichtes in unserer Atmosphäre hervorgebracht werden, im Merkurspectrum beobachtet worden. Nach der Intensität, mit welcher diese Streifen auftraten, zu urtheilen, scheint es nicht unwahrscheinlich, daſs dieselben dem Merkurspectrum eigen sind.

In diesem Falle würde man auf eine Gashülle zu schlieſsen haben, welche den Merkur umgiebt und welche eine ähnliche absorbirende Wirkung auf die Sonnenstrahlen ausübt, als die Atmosphäre unseres Planeten. Im Allgemeinen zeigen die weniger brechbaren Theile des Merkurspectrums einen gröſseren Glanz als die brechbareren, aber auch hier ist es nicht möglich, den Einfluſs, welchen unsere Atmosphäre an der gemachten Wahrnehmung hat, von dem zu scheiden, welchen die etwa vorhandene Atmosphäre des Planeten hervorbringen könnte, da derselbe der Sonne zu

1) Untersuchungen über die Spectra der Planeten, eine gekrönte Preisschrift, Leipzig bei Engelmann.

nahe steht und selbst bei seiner gröfsten Elongation von der Sonne nur in der Dämmerung in der Nähe des Horizontes beobachtet werden kann[1]).

1) Bei den Untersuchungen der Planetenspectra ist es von grofser Wichtigkeit, den absorbirenden Einfluſs unserer Atmosphäre von dem zu trennen, welchen die Atmosphäre des Planeten selbst ausübt; es ist dies besonders schwierig, wenn die letztere in Bezug auf ihre Zusammensetzung von unserer Atmosphäre wenig verschieden ist, die Absorptionsstreifen demnach dieselben sind. Ich habe zu dem Zwecke den Einfluſs unserer Atmosphäre auf das Spectrum sehr eingehend studirt und mich mit der Erscheinung der Absorptionsstreifen, wie sie insbesondere sich in den von mir angewandten Apparaten darstellten, möglichst vertraut gemacht. Diese Beobachtungen sind in einem Anhange des Eingangs erwähnten Schriftchens enthalten. Aufser den Beobachtungen der Veränderungen des Sonnenspectrums bei allmählichem Sinken der Sonne und damit wachsendem Einfluſs unserer Atmosphäre auf das Spectrum habe ich noch Beobachtungen an hellen Sternen, deren Spectrum linienarm war, ausgeführt und untersucht, bis zu welcher Höhe über dem Horizont sich der Einfluſs unserer Atmosphäre kundgiebt. Ich lasse die Beobachtungen hier folgen:

Wellen-Länge	Höhe des Sterns über dem Horizont.				
	5°	10°	15°	20°	30°
651,5	Gut sichtbar	Ziemlich gut zu sehen	Schwach	Nur schwer zu erkennen	
649,0	Sehr stark u. auffallend	Gut zu sehen	Ziemlich gut sichtbar	Schwach	
627,8	Sehr dunkel	Gut zu sehen	Sehr schwach	Kaum zu sehen	Nicht mehr wahrzunehmen
595,0	Gut sichtbar	Ziemlich schwach	Schwach	Kaum zu sehen	
592,0	Gut sichtbar	Ziemlich schwach	Schwach	Nicht mit Bestimmtheit zu erkennen	
581 : 566 :	Sehr auffallend	Sehr deutlich	Schwach	Recht schwach	Kaum zu sehen

Die in der ersten Columne aufgeführten Wellenlängen beziehen sich auf den Anfang und das Ende oder auf die intensivste Stelle der betreffenden Absorptionsstreifen (siehe Ångström's Atlas letzte Tafel, *Raies atmosphériques*).

Venus. Von allen Planeten giebt Venus das glänzendste Spectrum. Es sind in demselben über 100 Linien zu erkennen, und da das Licht, welches uns der Planet zu Zeiten zusendet, intensiv genug ist, um dasselbe bei hellem Sonnenschein spectral-analytisch untersuchen zu können, läfst sich aufser directer Messung noch eine sehr genaue Bestimmung der Linien im Venus-Spectrum durch den Vergleich desselben mit dem Spectrum des Himmelsgrundes ausführen.

Es findet auch hier wieder eine fast vollkommene Uebereinstimmung mit dem Sonnenspectrum statt, und selbst in Bezug auf die relativen Intensitäten stimmen die Linien im Venus-Spectrum mit den Linien im Sonnen-Spectrum mit wenigen Ausnahmen überein. Nur einige Linien erscheinen — wahrscheinlich in Folge des Hinzutretens feiner Linien, die durch Absorption in der Venus-Atmosphäre entstehen — etwas verbreitert; ferner treten im Venus-Spectrum einige Streifen hinzu, die mit denen im Absorptions-Spectrum unserer Atmosphäre zu identificiren sind.

Dafs Venus von einer Atmosphäre umgeben sey, in der eine sehr dichte Schicht von Condensationsproducten schwebt, ist durch astronomische Beobachtungen fast zur Gewifsheit geworden, und wir müssen — da die genannten Streifen im Spectrum nur überaus schwach sind — annehmen, dafs die von der Sonne ausgesendeten Lichtstrahlen nur wenig in die atmosphärische Hülle der Venus einzudringen vermögen, und zum gröfsten Theil an der Wolkenschicht derselben reflectirt werden, so dafs dieselben durch den Einfluſs des absorbirenden Gasgemisches nur wenig verändert werden können. Nach den Beobachtungen Janssen's werden die tellurischen Linien hauptsächlich durch den Gehalt unserer Atmosphäre an Wasserdampf hervorgebracht, und würden wir darauf hin aus den Beobachtungen des Venus-Spectrums auch auf das Vorhandensein von Wasser in der Atmosphäre des Planeten als sehr wahrscheinlich anzusehen haben.

Mars. Im Spectrum des Mars sind eine grofse Anzahl Fraunhofer'scher Linien zu erkennen. In den weniger brechbaren Theilen des Spectrums treten noch einige Streifen hinzu, welche in dem Spectrum der Sonne bei hohem Stande derselben am Himmel nicht erscheinen, wohl aber mit denen zu identificiren sind, welche auftreten, wenn die Sonne nahe am Horizonte steht und durch die Absorption unserer Atmosphäre hervorgebracht werden; es sind dies die Folgenden:

Wellenlänge.	
687.7	Mitte einer breiten dunklen Bande, nach dem Violett scharf begränzt. (Tellurische Linien in der Nähe von *B.*)
655.5	Mitte eines dunklen Streifens. (Tellurische Linien in der Nähe von *C.*)
648.7	Mitte eines ziemlich dunklen Streifens. (Tellurische Linien.)
627.9	Mitte eines Streifens. (Tellurische Liniengruppe α Angström, C^6 Brewster.)
594.8	Matter Streifen (Tellurische Liniensysteme
592.0	Matter Streifen bei *D.*)
580: bis 570:	Matte Bande. (Brewster's tellurische Liniengruppe δ.)

Hieraus dürfte mit Bestimmtheit hervorgehen, dafs die Mars-Atmosphäre, deren Existenz in Folge directer Beobachtungen dargethan worden ist, in Bezug auf ihre Zusammensetzung von der unsrigen nicht beträchtlich abweicht, und dafs vor Allem diese Atmosphäre reich an Wasserdampf seyn mufs. Die rothe Färbung des Mars scheint einer mehr allgemeinen Absorption, welche die blauen und violetten Strahlen in der Marsatmosphäre erleiden, zugeschrieben werden zu müssen, da es nicht gelang, gesonderte Absorptionsstreifen in diesen Theilen des Spectrums wahrzunehmen. Im rothen Theile des Mars-Spectrums, zwischen den Linien *C* und *B* sind noch Streifen vermuthet worden (z. B. ein Streifen bei 661 Mill.

Mm. Wellenlänge), sie würden dem Absorptionsspectrum der Marsatmosphäre eigen seyn, doch gelang es wegen zu grofser Lichtschwäche nicht, ihre Lage mit einiger Sicherheit zu fixiren.

Jupiter. Die Untersuchungen über das Spectrum des Jupiter haben ergeben, dafs unter den zahlreichen Linien (ca. 50), die man im Spectrum dieses Planeten wahrnimmt, die meisten mit Linien des Sonnenspectrums übereinstimmen.

Verschieden vom Sonnenspectrum ist das Jupiterspectrum durch einige Streifen, vorzüglich in den weniger brechbaren Theilen des Spectrums gelegen, worunter besonders eine dunkle Bande im Roth auffallend ist.

Für die Wellenlänge dieser Bande ergiebt sich im Mittel aus sehr zahlreichen Beobachtungen 617.85 Mill. Mm. Die anderen nicht im Sonnenspectrum anzutreffenden Streifen sind folgende:

656	Mitte eines breiten, dunklen Streifens. (Tellurische Linien bei *C*.)
649,5	Mitte eines breiten, dunklen Streifens. (Tellurische Linien.)
628	Schwacher Streifen. (Tellurische Liniengruppe C^6 Brewster, α Ångström.)
594,5 } 592,0 }	Schwache Streifen. (Tellurische Liniengruppen in der Nähe von *D*.)
580 bis 570	Matter nach dem Violett verwaschener Streifen. (Tellurischer Streifen δ Brewster.)
524,8	Schwacher Streifen. (Auch höchst wahrscheinlich im Absorptionsspectrum unserer Atmosphäre vorhanden, wie meine Beobachtungen ergaben.)
507 bis 500	Matter Streifen. (Tellurische Linien.)

Während in den weniger brechbaren Theilen des Planetenspectrums einzelne Banden auftreten, erleiden die brechbareren Theile Blau und Violett eine mehr gleichförmige Absorption.

Die den Jupiter umgebende Gashülle übt — wie hieraus hervorgeht — auf die sie durchdringenden Sonnenstrahlen eine ähnliche Wirkung aus, wie unsere Atmosphäre, woraus wir auf Wasserdampf — dessen Vorhandenseyn nach Janssen's Untersuchungen vorzugsweise zur Erzeugung jener Absorptionsstreifen nöthig ist — in der Jupiteratmosphäre zu schliefsen berechtigt seyn dürften.

Dem Jupiterspectrum eigen ist die oben erwähnte sehr dunkle Bande im Roth [1]) (W. L. 617,9). Ob das Auftreten dieser Bande durch das Vorhandenseyn eines besonderen in unserer Atmosphäre nicht anzutreffenden Stoffes bedingt wird, oder ob nur das Mischungsverhältnifs der Gase ein anderes ist als in unserer Atmosphäre, mufs vorläufig unentschieden bleiben. Es wäre sogar möglich, dafs bei gleichem Mischungsverhältnifs und nur anderen Temperatur- und Druckverhältnissen, die ja auf dem Jupiter gegeben sind, das Absorptionsspectrum des Gasgemisches in der Weise verändert wird.

Das Spectrum der *dunklen Streifen*, die man auf dem Jupiter wahrnimmt, ist, wie die Beobachtungen ergeben haben, hauptsächlich durch die sehr starke gleichmäfsige Absorption, welche die blauen und violetten Strahlen erleiden, charakterisirt. Es treten keine neuen Absorptionsstreifen auf, wohl aber läfst sich eine Verbreiterung und Verstärkung derselben beobachten, als schlagender Beweis dafür, dafs die dunkelen Theile auf dem Jupiter tiefer gelegen sind als die hellen. Das Sonnenlicht mufs hier einen gröfseren Weg durch die Atmosphäre zurücklegen und wird in Folge dessen eine stärkere Veränderung erleiden.

1) Erwähnenswerth scheint es, dafs diese Bande auch in den Spectren einiger rother Sterne beobachtet worden ist. Nach Huggins (*Phil. Trans.* 1864, *Vol.* 154, *Part.* II) erstreckt sich die dunkle, nach dem Roth verwaschene Bande im Spectrum von α Orionis von 890 bis 920 seiner Scalentheile, entsprechend 627 bis 616 Mill. Mm. Wellenlänge. Ich habe (Bothkamper, Beobachtungen Heft 1) 628 bis 617 Mill. Mm. bei demselben Stern gefunden und ferner bei α Herculis den Anfang der Bande zu 631, das Ende zu 618 Mill. Mm. Wellenlänge bestimmt.

Die röthliche Farbe des Planeten, sowie vor allen Dingen die rothe Farbe der dunkleren Partien auf dem Jupiter, ist aus der gleichförmigen Absorption, welche die Atmosphäre des Planeten auf die brechbaren Strahlen ausübt, zu erklären.

Die Atmosphäre des Jupiter scheint aufser den in kürzeren Zeiten erfolgenden unregelmäfsigen Veränderungen gröfseren periodischen Variationen unterworfen zu seyn, welche sich höchst wahrscheinlich auch im Spectrum zeigen werden. Es war in den Jahren 1871 und 72 die Oberfläche des Planeten durch zahlreiche mehr oder weniger dunkle, scharf geschnittene Streifen ausgezeichnet, worunter besonders ein Streifen, der nördlich von dem dunklen Aequatorialgürtel gelegen war, durch seine grofse Intensität auffiel. Dieser Streifen war im Frühjahr 1874 nur ganz schwach angedeutet und an manchen Tagen gar nicht mehr zu erkennen, ebenso hatte der früher breite Aequatorialgürtel sich beträchtlich verändert, er hatte nicht nur an Intensität verloren, sondern war auch durch einen sich immer mehr ausbreitenden Wolkenzug in zwei Streifen getrennt worden.

Mit anderen Worten, die Aufhellungen in der Jupiteratmosphäre, die in den Jahren 1871 und 72 beträchtliche Dimensionen annahmen, sind jetzt sehr reducirt, wodurch unzweifelhaft die Helligkeit des Planeten gesteigert worden ist. Photometrische Bestimmungen liegen zur Zeit noch nicht vor, wohl aber glaube ich die in den Bothkamper Beobachtungen Heft II, S. 81 ausgesprochene Vermuthung des Dr. Lohse, welche darauf hindeutet, dafs die Veränderungen in der Jupiteratmosphäre im Spectrum sich wiederspiegeln würden, mit einiger Bestimmtheit bestätigen zu können. Die brechbareren Theile des Spectrums haben gegen früher an Intensität zugenommen, die Fraunhofer'schen Linien erschienen in Folge der besseren Reflexionsfähigkeit der dichteren Wolkenschicht deutlicher, hingegen sind die durch Absorption in der Atmosphäre des Planeten entstandenen Streifen schwächer geworden.

Satelliten des Jupiter. In dem Spectrum der beiden hellsten Monde, welches hell genug erschien, um die Farben zu unterscheiden, ist mit einiger Sicherheit die Linie *F* des Sonnenspectrums erkannt worden; aufserdem aber noch zwei Streifen am Ende des Spectrums im Roth (besonders sicher beim III. Satelliten), welche höchst wahrscheinlich mit denen des Jupiterspectrums übereinstimmend sind. Es dürfte diese Wahrnehmung zu der Vermuthung Berechtigung geben, dafs die Satelliten noch mit Atmosphären *von ähnlicher Zusammensetzung wie die des Jupiter* umgeben sind und es scheint mir ferner in der Annahme, dafs die Monde Atmosphären besitzen, die einfachste Erklärung gegeben zu seyn, für die vielfach an den Jupitermonden beobachteten unregelmäfsigen Helligkeitsveränderungen.

Saturn. Im Spectrum des Saturn konnten die hervorragendsten Linien des Sonnenspectrums erkannt werden; nicht in Uebereinstimmung mit dem Sonnenspectrum sind einige Banden vorzüglich im Roth und Orange. Diese sind zusammenfallend mit Liniengruppen des Absorptionsspectrums unserer Atmosphäre, mit Ausnahme einer sehr intensiven Bande im Saturnspectrum, deren Wellenlänge im Mittel aus den an mehreren Abenden angestellten Beobachtungen sich zu 618,2 Mill. Mm. ergeben hat. Die blauen und violetten Theile des Spectrums erleiden eine gleichmäfsige Absorption beim Durchgange durch die Atmosphäre des Saturn, es ist dies besonders auffallend im Spectrum des dunkleren Aequatorialgürtels.

Das Spectrum des Saturn steht demnach in vollster Uebereinstimmung mit dem Jupiterspectrum. Abweichend ist das Spectrum des *Saturnringes*, in welchem jene charakteristische Bande im Roth fehlt oder wenigstens nur ganz schwach angedeutet ist, woraus man schliefsen dürfte, dafs den Ring entweder keine, oder eine Gasschicht von nur sehr geringer Höhe oder Dichtigkeit umgiebt.

Uranus. Es ist in Folge grofser Lichtschwäche nicht möglich, Fraunhofer'sche Linien im Spectrum dieses

Planeten zu erkennen. Das Spectrum ist jedoch von mehreren breiten dunklen Absorptionsstreifen durchzogen, und es stimmt die Mitte eines dieser Streifen im Planetenspectrum (δ), innerhalb der Grenzen der Genauigkeit der Messungen, mit der Linie *F* überein. Es sind im Spectrum des Uranus die Wellenlängen von fünf Streifen mit einiger Sicherheit bestimmt worden, nämlich:

β	618,0	Mill. Mm.	Dunkelste Stelle eines breiten, nach dem Roth verwaschenen Streifens.
ε	596,0	„ „	Mitte eines schwachen Streifens.
γ	573,8	„ „	Dunkelste Stelle einer breiten, besonders nach dem Violett verwaschenen Bande.
α	542,5	„ „	Mitte des dunkelsten Streifens im Spectrum.
δ	486,1	„ „	Mitte eines Streifens.

Ferner wurde die Wellenlänge der dunkelsten Stelle eines im Roth gelegenen Streifens zu 628 Mill. Mm. gefunden, wegen der überaus grofsen Schwäche des Spectrums in dem Theile wo dieser Streifen liegt, ist aber die Angabe von geringer Sicherheit. Dasselbe gilt für die am anderen Ende des Spectrums gelegenen Banden, für deren Endpunkte (nach dem Violett) die Wellenlängen 457 resp. 427 Mill. Mm. gefunden worden sind. In dem mittleren Theile des Spectrums konnten noch an einigen Beobachtungsabenden Streifen gesehen werden, deren Lage sich aber nicht mit genügender Sicherheit angeben liefs.

Unzweifelhaft sind die im Uranusspectrum sichtbaren Banden durch Absorption der Sonnenstrahlen in der dem Planeten umgebenden Atmosphäre entstanden. Welche Stoffe jedoch eine solche Absorption herbeiführen, läfst sich nach dem jetzigen Stande der Wissenschaft nicht angeben.

Es scheint erwähnenswerth, dafs eine der Banden des Uranusspectrums (W. L. 618) mit einer solchen in dem Spectrum des Jupiter und Saturn genau zusammenfällt.

Neptun. Das Spectrum des Neptun weicht vom Sonnenspectrum ab, es ist durch einige breite dunkle Absorptionsstreifen charakterisirt. Wegen der grofsen Lichtschwäche des Spectrums gelingt es nicht, Fraunhofer'sche Linien zu erkennen, auch die Streifen im Spectrum lassen sich nur mit geringer Sicherheit ihrer Lage nach bestimmen, doch geht aus diesen Messungen mit grofser Wahrscheinlichkeit hervor, dafs das Spectrum des Neptun mit dem des Uranus identisch ist.

Die spectroskopischen Untersuchungen des von den Planeten uns zugesandten Lichtes hat im Allgemeinen ergeben, dafs dasselbe reflectirtes Sonnenlicht ist, wie die zahlreichen Fraunhofer'schen Linien bekunden, welche in den Spectren der helleren Planeten zu erkennen sind. Die Vermuthung, dafs Jupiter, wohl auch Saturn wegen der sehr beträchtlichen Albedo, zum Theil eigenes Licht aussenden, läfst sich durch spectroskopische Beobachtungen auf keine Weise befestigen, im Gegentheil scheint es, durch den sehr sicher geführten Nachweis, dafs Wasserdampf in der Atmosphäre dieser Planeten enthalten ist, unwahrscheinlich, dafs dieselben eine so hohe Temperatur besitzen sollten, um noch in eigenem Lichte zu leuchten. Die Unterschiede zwischen den Planetenspectren und dem Sonnenspectrum bestehen darin, dafs besonders in den weniger brechbaren Theilen mehr oder weniger intensive Banden auftreten, welche für Absorptionswirkungen der die Planeten umgebenden Gashüllen gehalten werden müssen. Hier findet das Eigenthümliche statt, dafs je weiter der Planet von der Sonne entfernt steht, sich der Einfluſs jener Gashülle spectroskopisch mehr und mehr bemerkbar macht. Die inneren Planeten Merkur und Venus zeigen nur ganz schwache Absorptionsstreifen im Roth und Gelb, die mit Absorptionsstreifen, welche beim Durchgang des Lichtes durch unsere Atmosphäre entstehen, übereinstimmen. Mars zeigt dieselben Streifen, aber beträchtlich stärker, im Jupiter- und Saturn-Spectrum tritt aufser diesem Streifen

eine sehr intensive Bande im Roth auf, auch sind die brechbareren Theile des Spectrums stark geschwächt, während endlich die Spectra der äufsersten Planeten Uranus und Neptun fast in allen Theilen mit starken breiten Absorptionsbändern durchzogen sind.

Berlin, Mai 1876.

VI. *Zur Geschichte des Weber'schen Gesetzes; von F. Zöllner.*

(Aus d. Bericht. der Kgl. Sächs. Ges. d. W. Sits. v. 12. Febr. 1876.)

Bekanntlich sind in neuerer Zeit gegen das von Wilhelm Weber vor 30 Jahren aufgestellte elektrische Grundgesetz vom Standpunkte *des Princips der Erhaltung der Kraft* Einwendungen erhoben worden und zwar zuerst *indirect* von Helmholtz [1]) bereits im Jahre 1847, nachdem ein Jahr früher jenes Grundgesetz von Weber aufgestellt und durch atomistische Interpretation des Ampère'schen Gesetzes abgeleitet worden war [2]). *Direct* sind diese Einwendungen zuerst von Tait [3]) im Jahre 1868 ausgesprochen worden und alsdann noch bestimmter in Gemeinschaft mit W. Thomson in dem von diesen Physikern herausgegebenen „Handbuche der theoretischen Physik", welches im Jahre 1874 unter diesem Titel in einer deutschen Uebersetzung von H. Helmholtz und G. Wertheim erschienen ist.

1) Helmholtz, Ueber die Erhaltung der Kraft, eine physikalische Abhandlung, vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Gesellschaft zu Berlin am 23. Juli. Berlin, Reimer 1847.

2) W. Weber, Abhandlungen bei Begründung der Königl. Sächs. Ges. der Wiss. Leipzig 1846. (Hirzel).

3) T. G. Tait, *Sketsch of Thermodynamics. Edinburgh.* 1868.

Was zunächst das unterscheidende Merkmal zwischen dem Weber'schen Gesetze und dem Newton'schen Gesetze betrifft, so ist das Potential des Newton'schen Gesetzes unabhängig von der relativen lebendigen Kraft, das Potential des Weber'schen Gesetzes aber abhängig von der lebendigen Kraft, also auch von der Geschwindigkeit und zwar in folgender Weise. Bezeichnen m und m' die beiden durch eine *actio in distans* in Wechselwirkung stehenden trägen Massen, r ihre Entfernung, und v ihre relative Geschwindigkeit in der Richtung ihrer Verbindungslinie, so wird die Wechselwirkung zwischen diesen beiden Massen durch folgende *Potentiale* ausgedrückt:

nach Newton: $\frac{m \cdot m'}{r}$

nach Weber: $\frac{m \cdot m'}{r}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$.

Wenn man über die Dimensionen der beiden Massen m und m' keine besondere Annahme macht, sondern dieselben, wie in der *mathematischen* Theorie allgemein üblich ist, als *Punkte* d. h. als Kraftcentra betrachtet, die sich *principiell* bis zu *jedem beliebigen* Abstande (r) einander nähern können, so dafs also z. B. principiell auch $r = o$ werden kann, so ist klar, dafs das Newton'sche Potential zu Widersprüchen mit der Erfahrung führen mufs. Dasselbe würde nämlich ausdrücken, dafs in einer *begrenzten* Menge von atomistisch constituirter Materie, z. B. in einem Cubikmillimeter Wasser, eine *unbegrenzte*, d. h. jeden beliebigen *endlichen* Werth überschreitende, Summe von potentieller Energie vorhanden seyn könne. Denn *formell* liegt in dem mathematischen Ausdruck des Newton'schen Potentiales keine Beschränkung für die Annäherung zweier in *Punkten* concentrirten trägen Massen, so dafs es für die Gröfse der durch die Wechselwirkung zweier solcher Massenpunkte geleisteten Arbeit, (indem sie sich z. B. anziehen) ganz gleichgültig wäre, ob wir uns in jenen Punkten die trägen Massen zweier Weltkörper oder diejenigen zweier Milligramme concentrirt dächten.

Trotzdem das Newton'sche Potential bei beiden Paaren von Massenpunkten in einem bestimmten Abstande, z. B. von 1 Meter, einen ungeheuren Unterschied der Arbeitsgröfse repräsentiren, welche bei einer *gleichen* Abstandsveränderung von ihnen geleistet wird, so würde doch dieser Unterschied in Bezug auf die Summe der überhaupt bei ihrer Annäherung erzeugbaren Arbeitsgröfse, die in Form von lebendiger Kraft auftritt, gänzlich verschwinden; denn auf ihrem Wege von einem *endlichen* Abstande $r = o$, würde die lebendige Kraft jener Weltkörpermassen ebenso gut wie die jener beiden Milligramme nothwendig unendlich grofs werden, d. h. ein unendlich grofses Arbeitsäquivalent repräsentiren müssen. Wie man sieht, würden solche Folgerungen mit unseren physikalischen Erfahrungen in directen Widerspruch treten, welche uns zu der Annahme zwingen, dafs in den atomistisch gruppirten Elementen eines Körpers von *endlicher* Masse und *endlichem* Raume auch nur ein *endliches* Quantum von leistungsfähiger Energie vorhanden seyn könne, welches durch Wechselwirkung dieser Elemente bei ihrer Annäherung in lebendige Kraft verwandelt werden mufs. Es würde also, wie man sieht, diese Eigenschaft des Newton'schen Potentiales jede Anwendung des Principes von der Erhaltung der Kraft auf *reale* d. h. *physische* Verhältnisse illusorisch machen.

Denn jenes Princip verlangt, dafs die Summe der verbrauchten, d. h. in lebendige Kraft verwandelten, Spannkräfte, *plus* der noch vorhandenen Summe von potentieller Energie, welche sich bei fernerer Annäherung der Körper noch in lebendige Kraft verwandeln *kann*, stets eine *constante* Gröfse sey. Diese constante Gröfse würde aber, wie gezeigt, nach dem Newton'schen Potentiale eine *unendlich grofse* seyn, d. h. eine solche, die sich durch keinen noch so grofsen *endlichen* Verlust irgendwie veränderte. Da uns nun im vorliegenden Falle diese Gröfse ein gewisses Arbeitsquantum repräsentirt, d. h. eben jene Summe von Kraft, welche nach dem von Helmholtz ausgesprochenen *Principe von der Erhaltung der Kraft*

constant seyn soll, so würde, bei Voraussetzung des Newton'schen Potentiales für die Wechselwirkung atomistisch constituirter Elemente, ein jeder beliebiger Körper, ein Milligramm ebenso gut wie unsere ganze Erde, ein Reservoir eines *unendlich grofsen*, d. h. niemals zu erschöpfenden Kraftvorrathes seyn.

Helmholtz spricht das erwähnte Princip S. 17 a. a. O. mit folgenden Worten aus:

„Es ist also stets die Summe der vorhandenen lebendigen und Spannkräfte constant. In dieser allgemeinsten Form können wir unser Gesetz als das *Princip von der Erhaltung der Kraft* bezeichnen."

Wie man sieht, würde der *analytische* Ausdruck des Newton'schen Potentiales mit diesem Principe *in directen Widerspruch* treten, denn bei den Veränderungen und der Constanz *physischer* und *realer* Gröfsen, haben wir es stets nur mit *endlichen* Quantitäten zu thun und nur für diese hat das oben von Helmholtz in seiner „allgemeinsten Form" ausgesprochene Princip einen Sinn, im entgegengesetzten Falle drückt es aber einen — Widersinn aus.

Da Newton sein Gesetz nur aus der Wechselwirkung von Körpern in direct *mefsbarem* Abstande empirisch abgeleitet hat, und daher ganz folgerichtig auch nur auf Körper in direct *mefsbaren* Abständen angewandt hat, so konnte der oben nachgewiesene *physikalische* Widerspruch seines Gesetzes nicht zu Tage treten und verlor auch in der That *practisch* jede Bedeutung.

Anders verhält es sich jedoch, wenn man das Newton'sche Gesetz auf die Bewegungen solcher Massen anwenden will, welche man *nicht* direct wahrnimmt und deren Entfernungen daher auch *nicht* direct mefsbar sind. Dann ist es offenbar nothwendig, dafs jene oben erörterte *physikalische* Bedingung — nämlich dafs die durch Wechselwirkung zweier Massenelemente in Form von lebendiger Kraft erzeugte Arbeitsgröfse nur eine *endliche* und von der Quantität der wirkenden Massen abhängige seyn soll — auch *analytisch* in den Ausdruck jenes Potentiales von

Newton mit aufgenommen werde. Man überzeugt sich nun leicht, dafs diese Forderung beim Weber'schen Potentiale in einfachster Weise erfüllt ist. Denn sobald die relative Geschwindigkeit v, welche sich die beiden Massen m und m' durch ihre Wechselwirkung ertheilen, den Werth c erreicht hat, welchen Weber aus elektrodynamischen Versuchen zu 59320 geograph. Meilen bestimmt hat, wird der Werth

$$1 - \frac{v^2}{c^2} = 0,$$

d. h. von nun an sind die beiden Massen nicht mehr im Stande, sich durch gegenseitige Einwirkung auf einander eine gröfsere Beschleunigung zu ertheilen, so dafs hierdurch die von ihnen überhaupt erzeugbare Arbeitsgröfse eine *endliche* und *nicht überschreitbare* wird. Das Weber'sche Gesetz drückt daher nur *analytisch* diejenige Bedingung aus, welche *jedes* Kraftgesetz erfüllen mufs, wenn es *physikalisch* nicht in Widerspruch mit dem von Helmholtz formulirten Ausdruck des Principes von der Erhaltung der Kraft treten soll.

Wenn man diese einfachen Betrachtungen erwägt, so macht es in der That einen merkwürdigen Eindruck, dafs das Weber'sche Gesetz gerade von diesem allgemeinen Principe aus hat Anfechtungen erleiden müssen, und zwar gerade wieder von denjenigen Männern, welchen wir sehr fruchtbare Anwendungen jenes Principes in der Physik zu verdanken haben.

Helmholtz hatte nämlich in seiner oben erwähnten Abhandlung den Irrthum begangen, die Gültigkeit seines Principes wesentlich an die Bedingung zu knüpfen, dafs die Intensität der Kräfte, welche dem Gesetze von der Erhaltung der Kraft genügen sollen, „*nur* von der Entfernung der auf einander wirkenden Punkte abhängt". Wie man aus dem obigen Potentiale des Weber'schen Gesetzes sofort sieht, ist diese Bedingung bei diesem Gesetze nicht erfüllt. Dafs aber dessen ungeachtet durch das Weber'sche Gesetz nicht „Zusammenstellungen solcher Körper

möglich seyn würden, in denen entweder in das Unendliche Kraft verloren geht, oder gewonnen wird", geht deutlich aus dem Umstande hervor, daſs Weber bereits ein Jahr nach dem Erscheinen der Helmholtz'schen Abhandlung, bei Gelegenheit eines Auszuges seiner früheren Arbeit in Poggendorff's Annalen Bd. 73, S. 229 darauf aufmerksam gemacht hat,

„daſs das Potential der Masse ε in Beziehung auf den Ort der Masse ε'

$$= \frac{\varepsilon}{R}(1 - [R])$$

sey; denn die partiellen Differentialquotienten dieses Ausdruckes nach den drei Coordinaten x, y, z geben die Componenten der nach den Richtungen der drei Coordinatenaxen zerlegten beschleunigenden Kraft[1])".

Bisher haben alle Mathematiker und Physiker die Existenz eines solchen Potentiales als Beweis dafür betrachtet, daſs ein Kraftgesetz dem Princip von der Erhaltung der Energie genüge. Dies beweist unter anderem der letzte Aufsatz von Clausius über sein neues elektrodynamisches Grundgesetz[2]). Hier bemerkt nämlich Clausius zum Beweise, daſs sein neues Gesetz dem erwähnten Principe genüge, ausdrücklich:

„Die durch diese Gleichungen bestimmte auf das Theilchen e wirkende Kraft und die ihr entsprechende auf das Theilchen e' wirkende Kraft genügen schon für sich allein dem Princip von der Erhaltung der Energie. Die während eines Zeitelementes von ihnen gethane Arbeit wird nämlich durch das folgende vollständige Differential dargestellt:

$$-d\frac{ee'}{r}(1 + kvv'\cos\varepsilon).$$"

1) In der obigen Formel ist zur Abkürzung $[R]$ für die erforderliche Function von S gesetzt.

2) Pogg. Ann. Bd. 157, S. 494.

Dieser Ausdruck, in welchem v und v' die *absoluten* Geschwindigkeiten der bewegten Theilchen e und e' darstellen und ε den Winkel, welchen die Richtungen dieser Geschwindigkeiten mit einander machen, verwandelt sich für die *relative* Bewegung, wo $\varepsilon = o$ und $+v = -v'$ ist, in den folgenden:

$$d\,\frac{ee'}{r}(1 - kv^2).$$

Wie man sieht, ist dieser Ausdruck identisch mit dem Weber'schen Potentiale, wenn $k = \frac{1}{c^2}$ gesetzt wird.

Ebenso erklärte im Jahre 1873 Maxwell in seinem *Treatise on Electricity etc.* II, S. 432 ausdrücklich:

> „Weber's Gesetz ist daher im Einklang mit dem Principe von der Erhaltung der Kraft insofern als ein Potential existirt und das ist Alles, was für die Anwendung dieses Princips von Helmholtz und Thomson verlangt wird [1])".

Hr. Helmholtz hat nun zwar selber bald nach dem Erscheinen meines Buches „über die Natur der Cometen" in einer Gesammtsitzung der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin seinen 25 Jahre früher begangenen Irrthum verbessert, indem er wörtlich bemerkt:

> „Dagegen diesen noch complicirteren Fall, welchen das Weber'sche Gesetz aufstellt, wo die Kräfte von den Coordinaten und von den ersten und zweiten Differentialquotienten derselben nach der Zeit abhängen, hatte ich *damals* nicht berücksichtigt, und *dieser Fall ist mit einer etwas erweiterten Form des Gesetzes von der Erhaltung der Energie allerdings vereinbar*" [2]).

Leider ist jedoch diese Selbst-Berichtigung von Hrn. Helmholtz zu spät gekommen, um alle diejenigen Folgen

1) „*Weber's law is also consistent with the principle of the conservation of energy in so for that a potential exists, and this is all that is required for the application of the principle by Helmholtz and Thomson.*

2) Monatsber. d. K. Akad. d. W. zu Berlin, April 1872, S. 250.

zu verhüten, welche aus jenem Irrthum während seiner 25jährigen ungehinderten Verbreitung entsprungen sind.

So bezeichnet z. B. Hr. Tait in seinem oben citirten Werke S. 57 das Weber'sche Gesetz als die beste aller bisher zur Erklärung der elektrischen Phänomene aufgestellten Hypothesen (*„the best known complete hypothesis that of Weber“*). Indessen sey diese Hypothese unzulässig, weil sie Kräfte zwischen den sich bewegenden Theilchen voraussetze, die *nicht*, wie Hr. Helmholtz 1847 verlangt hat, *„nur von der Entfernung der auf einander wirkenden Punkte abhängen“*. Hr. Tait citirt nämlich a. a. O. die Helmholtz'sche Schrift mit folgenden Worten:

„In einer bewunderungswürdigen Abhandlung von Helmholtz [1]), welcher als einer der erfolgreichsten unter den ersten Förderern der Lehre von der Energie nach begründeten Principien aufgeführt werden muſs, ist das ganze Gebäude auf Newton's Princip in Verbindung mit einem oder dem andern der beiden folgenden Postulate basirt, von welchen gezeigt ist, daſs das eine aus dem andern folgt:

a) Die Materie besteht aus letzten Theilchen, welche auf einander Kräfte ausüben, deren Richtungen die Verbindungslinien je zweier Theilchen sind und deren Gröſsen *allein* von den Entfernungen zwischen den Theilchen abhängen.

b) Die beharrliche Bewegung ist unmöglich [2])“.

1) Ueber die Erhaltung der Kraft, Berlin 1847. *Translated in Taylor's Scientific Memoirs.* 1853.

2) *In an admirable tract by Helmholtz (who must be classed as one of the most succesful of the early promoters of the science of energy on legitimate principles), the whole subject is based upon Newton's principle, whith one or other of the following postulates, from either of which the other is shown to follow.*

a) Matter consists of ultimate particles which exert upon each other forces whose directions are those of the lines joining each pair of particles and whose magnitudes depend solely on the distances between the particles

b) The perpetual Motion is impossible.“

Wie man sieht, betrachtet hier Hr. Tait auch die *„beharrliche Bewegung“* der Körper und ihrer Elemente als einen Widerspruch gegen das Princip von der Erhaltung der Kraft, obschon eine solche *„perpetual Motion“* jenem Principe nicht nur nicht widerspricht, sondern vielmehr nach dem bekannten Beharrungsgesetz Galilei's eine *Prämisse* für die Ableitung jenes Principes ist.

Dieser Irrthum des Hrn. Tait, der für ihn natürlich auch die Annahme *perpetuirlicher* Molecularströme unmöglich macht, entspringt einfach daher, dafs Hr. Helmholtz in seiner Schrift auch das *„perpetuum mobile“*, welches nicht nur sich selbst in Bewegung erhielte, sondern auch noch im Stande wäre, *nach aufsen Kraft abzugeben*, als einen Widerspruch mit dem Principe von der Erhaltung der Energie hingestellt hat. Indem Hr. Tait diese ausdrückliche Begriffsbestimmung eines *perpetuum mobile* in der Helmholtz'schen Schrift gänzlich übersieht und daher die ihm unbekannte lateinische Bezeichnung durch *„perpetual motion“* übersetzt, gelangt er zu demjenigen Argumente, welches er *einzig* und *allein* gegen das Weber'sche Gesetz mit Bezug auf die obigen Sätze der Helmholtz'schen Schrift anzuführen weifs. Die Worte, in denen diese Schlufsreihe des Hrn. Tait enthalten ist, lauten (S. 57) wie folgt:

> „Die beste bekannte vollständige Hypothese (diejenige von Weber), nach welcher die Wechselwirkungen elektrischer Ströme bis jetzt erklärt worden sind, verlangt die Zulassung von wechselseitigen Kräften zwischen den sich bewegenden Quantitäten von Elektricität, welche *nicht* verträglich mit (*a*) sind, und durch welche deshalb die beharrliche Bewegung zu erlangen ist [1])“.

1) *The best known complete hypothesis (that of Weber) on which the mutual actions of electric currents have yet been explained, requires the admission of mutual forces between moving quantities of electricity, which are not consistent with (a), and from which therefore the perpetual motion might be obtained.*

Auf Grund dieser Irrthümer, deren Quelle, wie gezeigt, in der von Helmholtz im Jahre 1847 publicirten Schrift „über die Erhaltung der Kraft“ liegt, hielten sich nun Hr. Tait und Sir William Thomson in ihrem gemeinschaftlich herausgegebenen und von Hrn. Helmholtz ins Deutsche übersetzten „Lehrbuch der theoretischen Physik“, für berechtigt, das Weber'sche Gesetz als ein dem „Principe von der Erhaltung der Energie“ widersprechendes Gesetz zu bezeichnen, welches in die Kategorie „zwar gefährlicher aber interessanter und oft sehr eleganter Speculationen“ gehöre.

Da diese Behauptung von jenen Physikern indessen nicht im Bereiche der nur für ihre Fachgenossen bestimmten Literatur ausgesprochen worden ist, wo dergleichen Irrthümer sich ohne irgend welche Polemik geräuschlos von selbst richten, sondern in einem Lehrbuche für *Lernende* und *angehende* Physiker, so hielt ich mich im Interesse dieser heranwachsenden Generation von Naturforschern für verpflichtet, diese Irrthümer nachdrücklich zu berichtigen.

Hr. Helmholtz versucht die englischen Physiker gegen meine Bemerkungen in der Vorrede zum 2. Theil jener Uebersetzung (1874) zu vertheidigen, indem er bemerkt: (S. VIII.)

> „Unter den Gründen, welche Hr. W. Thomson für die Unzulässigkeit der Weber'schen Hypothese anführt, ist auch der, dafs sie dem Gesetz von der Erhaltung der Kraft widerspreche. Dieselbe Behauptung war auch ich genöthigt, etwas später in einer im Jahre 1870 veröffentlichen Arbeit aufzustellen.“

Diese „Behauptung“ von 1870 ist jedoch durch die bereits oben erwähnte spätere Erklärung Maxwell's von 1873 widerlegt und ein gleiches gilt von einer noch späteren Behauptung, zu welcher Hr. Helmholtz dadurch gelangt, dafs er das Product

$$\tfrac{1}{2}\left(\mu - \frac{1}{c^2}\frac{ee'}{r}\cos\vartheta^1\right)q^2$$

worin μ eine mit der Geschwindigkeit q *bewegte* träge Masse darstellt, als die *lebendige Kraft* einer mit der Geschwindigkeit q *bewegten Masse* behandelt und hierdurch „als Folge des Weber'schen Gesetzes" findet „dafs in gewissen Fällen bei fortwärts treibender Kraft der Punkt μ rückwärts beschleunigt werde und umgekehrt." (Borchardt's Journ. Bd. 75, S. 47 und Berichte d. Berl. Acad. 1872. April 18. S. 253.)

Da man jedoch in der analytischen Mechanik ebenso wie in jeder anderen Wissenschaft nothwendig zu Widersprüchen gelangen mufs, wenn man mit *gleichen* Worten *verschiedene* Begriffe bezeichnet, so darf auch der oben von Hrn. Helmholtz „als Folge des Weber'schen Gesetzes" gefundene Widerspruch nicht überraschen. Denn der Begriff der lebendigen Kraft ist ganz bestimmt durch das Product einer *bewegten* trägen Masse in das halbe Quadrat derjenigen Geschwindigkeit q definirt, welche *diese bewegte Masse* μ selber besitzt. Noch unbegreiflicher ist es aber, dafs nun Hr. Helmholtz jenen „die Masse vertretenden Factor" gegen eine gewöhnliche träge Masse „*stofsen*" läfst, und es für möglich hält, dafs durch einen solchen *Zusammenstofs eines Factors mit einer Masse* Bewegungen der letzteren entstehen können, welche nach den Gesetzen des Zusammenstofses zweier *gewöhnlichen* Massen bestimmbar seyn sollen. Dafs diese Unbegreiflichkeiten der Helmholtz'schen Schlufsreihen nicht nur für mich existiren, mögen die folgenden Worte W. Weber's in seiner letzten Abhandlung (Pogg. Ann. Bd. 156, S. 26, October 1875.) beweisen:

„Ebenso wenig begreife ich, wie jene Gröfse, die eine Masse nur *vertrete* oder *gleichsam* eine Masse sey, auf eine andere wirklich vorhandene Masse *stofsen* könne, und wie die Bewegungen derselben *nach dem Zusammenstofse* aus den Gesetzen bestimmt werden können, welche gelten

würden, wenn es sich um *wirklich vorhandene mit der Geschwindigkeit q bewegte Massen handelte.*"

Indessen fühle ich mich Hrn. Helmholtz zu aufrichtigem Danke verpflichtet, dafs er in seiner Vorrede zum 2. Theile des erwähnten Werkes in rückhaltloser Weise meine Voraussetzung über den Leserkreis desselben bestätigt hat. Denn nur unter dieser Voraussetzung hielt ich mich für berechtigt, durch „den Ton sittlicher Entrüstung" zur Beseitigung eines 25jährigen Irrthums meinem Angriffe auf die Autoren und Uebersetzer jenes Werkes den erforderlichen Nachdruck zu verleihen. Hr. Helmholtz beginnt nämlich seine Vorrede a. a. O. mit folgender Erklärung:

„Wäre das vorliegende Handbuch nur für reif ausgebildete Sachverständige bestimmt; so hätte der Zöllner'sche Angriff unbeantwortet bleiben können. Es ist aber auch *wesentlich für Lernende* berechnet, und da *jüngere Leser* durch die überaus grofse Zuversichtlichkeit und den Ton sittlicher Entrüstung, in welchem unser Kritiker seine Meinungen vorzutragen sich berechtigt glaubt, vielleicht irre gemacht werden könnten, halte ich es für nützlich die gegen die beiden englischen Autoren gerichteten sachlichen Einwendungen so weit zu beantworten, als nöthig ist, damit der Leser sich durch eigene Ueberlegung zurecht zu finden wisse." (S. V und VI.)

VII. *Notizen zur Geschichte des Radiometers;* von *Dr. G. Berthold* in *Rossdorf.*

Vor einiger Zeit stiefs ich auf eine Arbeit von Mairan, *Éclaircissemens sur le traité physique et historique de l'aurore boréale*, in den *Mémoires de l'Académie royale des scien-*

ces à Paris, *Année* 1747 *p.* 363 bis 435, welche im neunten Capitel mit der Ueberschrift *Sur l'impulsion des rayons Solaires* die Beschreibung einer Lichtmühle enthält — eine Notiz, welche wieder aufzufrischen bei dem Aufsehen, welches die Lichtmühle von Crookes erregt hat, jetzt wohl an der Zeit wäre. Weitere Nachforschungen ergaben mir, dafs sich diese Notiz allerdings bereits in Fischer's Geschichte der Physik, Göttingen 1803, Bd. IV, S. 458 usw. findet, aber wohl ebenso unbeachtet geblieben ist, wie die von Hrn. P. du Bois-Reymond wieder aufgefundenen Gastheorie Dan. Bernoulli's[1]), welche sich auch bereits bei Fischer a. a. O. S. 62 findet. Mir sind leider die Originalarbeiten von Crookes nicht bekannt; ich weifs nicht einmal, wo sie publicirt sind, und kann daher auch nicht angeben, durch welche Idee geleitet er auf seine Versuche gekommen ist, noch auch, ob ihm die älteren Arbeiten bekannt waren. In der *Histoire de l'Académie* v. J. 1747 findet sich p. 40 eine kurze Notiz über Mairan's Versuche, und in den *Mémoires de mathématique et de physique* v. J. 1747 findet sich die Originalarbeit. Mairan giebt an, er sey zu diesen Versuchen geleitet durch die Theorie Euler's über die Cometen, welcher die Stellung der Cometenschweife der Impulsion der Sonnenstrahlen zugeschrieben habe. Nachdem Mairan l. c. *p.* 425 die Beobachtungen von Hartsoeker v. J. 1696 und von Homberg v. J. 1708 angeführt, denen zu Folge eine Uhrfeder sich bewegte, wenn sie dem Brennpunkte eines Brennspiegels ausgesetzt wurde, und diese Erscheinungen auf die durch die Wärme bewirkten Luftströmungen zurückgeführt hat, bemerkt er p. 427, er habe eine Boussole der Wirkung einer Brennlinse ausgesetzt, ohne etwas anderes als ein zweifelhaftes Erzittern zu bemerken. Er fährt dann fort (p. 428): „*Nous construisimes, M. du Fay et moi, une espèce de moulinet de cuivre, très-mobile; nous y fimes tomber le foyer d'une*

1) Diese Annalen 1859, Bd. CVII, S. 490.

loupe de 7 à 8 pouces de diamètre, et nous n'en retirâmes que la même incertitude. Je me suis procuré depuis une semblable machine plus légère, et plus artistement suspendue. C'est une roue horizontale de fer d'environ 3 pouces de diamètre, ayant 6 rayons, à l'extremité de chacun desquels est une petite aîle oblique, et dont l'axe, qui est aussi de fer, ne tient par sa pointe supérieure, qu'au bout d'une baguette de fer aimanté. La roue et cet axe ne pèsent guère en tout que 30 grains. Rien de plus mobile que cette roue; mais en même temps rien de moins certain que l'induction qu'on en voudroit tirer, en faveur de l'impulsion des rayons. La machine tourne tantôt d'un coté, tantôt de l'autre, selon qu'on approche plus ou moins une de ses aîles du foyer, en deçà, ou au delà. Il faudroit en conclure que les rayons lumineux attirent et repoussent en divers points du cone qui en est formé par la loupe, mais l'explosion d'une masse d'air subitement et inégalement échauffé autour de l'aîle où l'on applique le foyer, me paroît donner une raison suffisante de ces effets.

L'obstacle perpétuel de cet air me conduisoit naturellement à faire une de ces expériences dans le vuide: mais j'avoue, q'après avoir un peu réfléchi sur ce qui pouvoit en résulter, je n'ai pas cru devoir m'en donner la peine.“ Die Gründe, welche Mairan leider abhielten seine Experimente im luftleeren Raume zu wiederholen, waren 1) die Schwierigkeit, einen luftleeren passenden Raum herzustellen; 2) die Vorstellung, daſs es auſser der atmosphärischen Luft noch eine andere feinere Luft oder ein Fluidum gebe, welches durch das Glas dringe und das Experiment zweifelhaft mache; 3) weil durch die Einwirkung der Brennlinse von dem Körper im Vacuum Dämpfe aufstiegen, deren Impulsion den beweglichen Körper in Bewegung setzen würde.

Fischer a. a. O. S. 460 führt eine weitere Beobachtung von Michell an, welche sich in Priestley's Geschichte der Optik, d. v. Klügel, S. 228, befindet. Dar-

nach wurde eine 10 Zoll lange Claviersaite, welche an einem Ende ein quadratzollgroſses kupfernes Plättchen, am anderen ein Schrotkorn als Gegengewicht trug [1]), in der Mitte vermittelst eines achatenen Hütchens in einem Kasten, dessen Deckel und Vorderseite von Glas war, vertical aufgestellt. „Bei dem Versuche selbst ward der Kasten so gestellt, daſs eine Linie, von der Sonne gezogen, senkrecht auf die Länge desselben war; und das Instrument ward mit eben dieser Länge parallel, vermittelst des magnetischen Stückes von einer Nadel und eines von aufsen gehörig angebrachten Magnets gerichtet. Dieser Magnet erhielt es, aber mit einer gar kleinen Kraft, in jeder Lage. Nun lieſs man die Sonnenstrahlen von einem Hohlspiegel, der etwa zwei Fuſs breit war, auf die kupferne Platte, durch das Glas auf der Vorderseite des Kastens, fallen, so daſs sie auf der Platte sich vereinigten. Die Folge war, daſs die kupferne Platte sich langsam, etwa um einen Zoll in einer Secunde, fortbewegte, bis sie etwa 2½ Zoll zurückgelegt hatte, da sie an das hintere Brett des Kastens anstieſs. Wie der Spiegel weggenommen ward, begab sich das Instrument, vermittelst der kleinen Nadel und des Magnets, wieder in seine vorige Lage. Dieser Versuch ward einigemal, immer mit demselben Erfolge, wiederholt. Es ward auch das Instrument so gestellt, daſs Rechts und Links verwechselt wurde; und auch in dieser Lage fiel der Versuch einigemal auf dieselbe Art aus. Endlich aber ward die Platte durch die starke Hitze gebogen und kam halb über, halb unter der Saite zu liegen. In dieser Lage ward sie, gleich einem Windmühlenflügel, von dem erhitzten Luftstrome, der sich in die Höhe bewegte, gegen den Stoſs der Lichtstrahlen angetrieben.“ Weil er in seinem Hause selbst keinen Brennspiegel hatte, so setzte er den Versuch nicht weiter fort. Inzwischen, bemerkt Priestley, „scheint es keinen

1) Das ganze Instrument wog zehn Gran.

Zweifel zu haben, dafs man nicht jene Bewegung dem Stofse der Lichtstrahlen zuschreiben müsse."

Später wiederholte Bennet dieses Experiment mit einem feineren Apparat und im luftverdünnten Raume, ohne jedoch einen Erfolg zu erzielen. (Vergl. *Phil. trans.* 1792, *p.* 87.)

VIII. *Bericht betreffend Versuche über die elektromagnetische Wirkung elektrischer Convection, ausgeführt von Hrn. Henry A. Rowland der J. Hopkins' Universität in Baltimore; von H. Helmholtz.*

(Aus den Bericht. d. Akad. März 1876.)

Ich verstehe unter elektrischer Convection die Fortführung von Elektricität durch Bewegung ihrer ponderablen Träger. Ich habe in meinen letzten Arbeiten über die Theorie der Elektrodynamik[1]) schon Versuche vorgeschlagen, die dann von Hrn N. Schiller ausgeführt worden sind, bei denen die Frage in Betracht kam, ob elektrische Convection elektrodynamisch gleichwerthig sey der Strömung der Elektricität in einem Leiter, wie das die Theorie von Hrn. W. Weber annimmt. Die gedachten Versuche hätten möglicher Weise eine Entscheidung gegen die Existenz einer solchen Wirkung geben können; das thaten sie nicht, aber durch dieses negative Resultat wurde die Existenz der fraglichen Wirkung andererseits auch noch nicht erwiesen. Hr. Rowland hat nun eine Reihe directer Versuche im physikalischen Laboratorium der hiesigen Universität ausgeführt, welche den positiven Beweis geben, dafs auch die Bewegung elektrisirter ponderabler Körper

1) Monatsber. d. Akad. vom 17. Juni 1875, S. 425. (Annal. Bd. 158, S. 94.)

elektromagnetisch wirksam ist. Ich bemerke dabei, daſs derselbe den Plan für seine Versuche schon gefaſst und vollständig überlegt hatte, als er in Berlin ankam, ohne vorausgehende Einwirkung von meiner Seite.

Der bewegte Träger der Elektricität war eine Scheibe von Ebonit, 21,1 Cm. im Durchmesser und ein halbes Centimeter dick. Dieselbe konnte mit groſser Geschwindigkeit (bis zu 61 Mal in der Secunde) um eine in ihrer Mitte befestigte verticale Axe laufen. Die Ebonitscheibe war auf beiden Seiten vergoldet, die Vergoldung aber von der Axe isolirt. Nahe oberhalb und unterhalb derselben lagen Glasscheiben 38,9 Ctm. im Durchmesser, in der Mitte durchbohrt, um die Axe der Ebonitscheibe durchzulassen. Die Glasscheiben waren ebenfalls in einem ringförmigen Streifen (24 Ctm. äuſserer, 8,9 Ctm. innerer Durchmesser) vergoldet. Meist war die vergoldete Seite der Ebonitscheibe zugekehrt. Die vergoldeten Flächen der Glasscheiben waren in der Regel zur Erde abgeleitet, während die Ebonitscheibe zwischen ihnen durch eine Spitze, die $\frac{1}{4}$ Millimeter von ihrem Rande entfernt ihr zugekehrt war, mit einer den Belegungen einer groſsen isolirten Leydener Batterie, die als Vorrathskammer für die Elektricität diente, elektrisch communicirte. Ein dazwischen geschalteter Commutator besonderer Construction erlaubte bald die eine, bald die andere Belegung entweder mit der Ebonitscheibe oder mit der Erde zu verbinden. Alles Eisen war in der Construction dieser Theile vermieden.

Dicht über der oberen Glasscheibe war eine höchst empfindliche astatische Nadel an einem in der Wand befestigten Arme aufgehängt, ganz eingeschlossen von einem zur Erde abgeleiteten Messinggehäuse. Die beiden Nadeln waren 1,5 Ctm. lang, aber weit (17,98 Ctm.) von einander entfernt. Ihre Ablenkungen wurden durch Spiegel und Fernrohr abgelesen. Die Oeffnung vor dem Spiegel war durch einen metallischen Hohlkegel gegen äuſsere elektrische Einflüsse geschützt. In der That lieſs die elektrische Ladung der groſsen Batterie und die Umkehr der

Elektrisirung der Ebonitscheibe keine Spur von Einwirkung auf die Nadel erkennen, so lange die Ebonitscheibe still stand.

Dagegen zeigte sich bei schneller Rotation auch ohne Elektrisirung die Wirkung von Rotationsmagnetismus, welcher gröfstentheils von der Messingaxe der rotirenden Scheibe herrührte, und durch Abdrehen derselben auf 0,9 Ctm. Dicke erheblich vermindert wurde. Die Wirkung der Elektrisirung der Scheibe liefs ich von der des Rotationsmagnetismus dadurch trennen, dafs man mittelst des erwähnten Commutators positive und negative Elektrisirung wechseln liefs, während die Rotationsgeschwindigkeit unverändert erhalten wurde. Die Verrückung der Gleichgewichtslage der Nadel betrug 5 bis 7½ Scalentheile, ihr Schwingungsbogen beim Wechsel der Elektrisirung also 10 bis 15 Theile. Dieser Erfolg trat in Hunderten von Beobachtungen, die mit allmählich immer mehr verbessertem Apparate im Verlaufe mehrer Wochen angestellt wurden, immer wieder in demselben Sinne ein. Der Sinn der Ablenkung der Nadel, deren Länge normal zum Radius der Scheibe stand, war immer ein solcher, wie ihn ein mit der Rotation der positiv geladenen Scheibe oder gegen die Rotation der negativ geladenen Scheibe fliefsender positiver elektrischer Strom hervorgebracht haben würde.

An der Wirkung wurde nichts geändert als die Vergoldung der Ebonitplatte in einer Reihe radialer Linien fortgenommen wurde, so dafs ringförmige elektrische Ströme nicht mehr zu Stande kommen konnten. Auch wurde statt der vergoldeten Ebonitplatte eine dünne Glasplatte eingesetzt, die wie die Scheibe einer Holtz'schen Maschine durch Spitzen elektrisirt werden konnte, während nur eine vergoldete ruhende Platte, zur Erde abgeleitet, um möglichst viel Elektricität zu binden, sich dicht unter ihr befand. Der Sinn der Ablenkungen war derselbe wie bei den früheren Versuchen; sie waren aber kleiner, da die Bedingungen für starke Elektrisirung nicht so günstig waren.

Um die Wirkung der durch Convection fortgeführten Elektricität mit der in Leitern strömenden zu vergleichen, wurden Versuche in folgender Weise angestellt.

Die Ebonitscheibe wurde neu vergoldet und der Goldüberzug durch eine Reihe feiner kreisförmiger Linien in Ringe getheilt, die von einander isolirt waren. Der innerste Goldring war mit der Axe verbunden; die übrigen konnten sich wenigstens nicht erheblich laden, ohne sich durch sehr kurze Funken gegenseitig zu entladen. Zwei elektrisirte Platten, von der Form je eines Kreissectors, der aber nicht bis zur Axe reichte, wurden oben und unten der rotirenden Platte gegenübergestellt. Unter diesen Umständen mufste sich in dem von den letztgenannten Platten bedeckten Sector der Goldringe Elektricität durch elektrostatische Induction anhäufen und convectiv fortgeführt werden. Wenn dies positive Elektricität war, wurde dieselbe frei an dem in Richtung der Rotation vorderen Rande des inducirten Sectors, während am hintern Rande desselben fortdauernd neue positive Elektricität gebunden, beziehlich negative Elektricität frei wurde.

Unter diesen Umständen mufste die positive Elektricität vom vordern bis zum hintern Rande des Sectors überströmen, wozu ihr in jedem Ringe zwei Wege offen standen, zwischen denen sie sich nach dem umgekehrten Verhältnifs ihres Widerstandes theilen mufste. Umfafst der inducirende Sector $\frac{1}{n}$ des Kreisumfangs, so verhalten sich die Widerstände der im Sector und aufserhalb desselben liegenden Wege wie $1 : n - 1$, und es gehen deshalb $\frac{n-1}{n}$ des Stromes durch den Sector und $\frac{1}{n}$ aufserhalb desselben zurück. Durch Convection wird im Sector dem Strom entgegen ein der Summe beider Ströme entsprechendes Quantum fortgeführt. Wirkt also convective Bewegung der Elektricität wie geleitete, so ist auch im Sector die Gesammtbewegung:

$$1 - \frac{n-1}{n} = \frac{1}{n}.$$

Wirkte dagegen convective Bewegung mehr oder weniger als geleitete, so würde dieser Ueberschuſs sich in einem oder dem anderen Sinne an dem Sector zeigen müssen.

Die Versuche zeigten, daſs wenn der Sector klein ist ($\frac{1}{8}$ des Umfangs), die kleine Differenz zwischen der Convection 1 und der Leitung $\frac{7}{8}$ überhaupt nicht oder wenigstens nicht sicher mehr beobachtet werden konnte, daſs also bei naher Gleichheit der Convection und Conduction, auch der elektrodynamische Effect der einen den der andern merklich aufhob.

Wenn dagegen der Sector die Hälfte des Umfangs einnahm, konnte die hier vorausgesetzte Strömung auch in dem freien Theile der Scheibe beobachtet werden. Für eine sichere Messung war der Betrag aber zu klein.

Bei der Kleinheit der beobachteten elektrodynamischen Wirkung in den früheren Versuchen, wo die Scheibe elektrisirt und in ganzer Ausdehnung von den inducirten Platten gedeckt war, lieſs die theoretische Berechnung der Gröſse der Wirkung aus den bekannten absoluten Werthen der elektrodynamischen Constanten nur angenähert übereinstimmende Werthe erwarten. Doch wurde dieselbe von Hrn. Rowland durchgeführt.

Das Verhältniſs, in welchem die Wirkung des Erdmagnetismus auf das astatische Nadelpaar vermindert war, wurde ermittelt, indem man erst die Schwingungsdauer bei gleichgerichteten Nadeln und dann bei astatisch gestellten ermittelte.

Der Werth der elektrischen Potentialfunction in der Leydener Batterie und an der rotirenden Scheibe wurde nach dem von Sir W. Thomson gegebenen Gesetze der Funkenlänge bestimmt, was in diesem Falle ausreichend genau erschien. Vor und nach jedem Versuche wurde eine kleinere Flasche aus der Batterie von neun groſsen Flaschen, die den Elektricitätsvorrath enthielt, geladen und an jener Funkenlänge bestimmt.

Die Geschwindigkeit der Rotation wurde nach der Stellung der Kugeln eines Centrifugalregulators geregelt, der

an einer der langsamer rotirenden Axen angebracht war. Die Berechnung nach der Gröfse der Rollen stimmte gut überein mit der Bestimmung durch den Ton einer Sirenenscheibe, die zeitweilig an der schnellsten Axe angebracht wurde.

Bei der Berechnung der Elektricitätsvertheilung auf der Scheibe und der elektromagnetischen Richtkraft wurde der am Rande der Scheibe befindliche Ueberschufs der Ladung nach dem für unendlich dünne Scheibe geltenden Werthe berechnet und als ein unendlich dünner Faden am Rande concentrirt gedacht, was beides allerdings nur annähernd richtig war, aber bei der Kleinheit dieses Theiles genügte.

Die Einwirkung auf die obere Nadel war ungefähr $\frac{1}{50}$ von der auf die untere.

Die horizontale Kraft des Erdmagnetismus wurde gleich 0,182 gesetzt, indem Centimeter, Gramm und Secunde als Einheiten gebraucht werden; die elektrodynamische Constante ist von Hrn. Rowland nach Maxwell's Bestimmungen gleich 28800 Millionen gesetzt. W. Weber's Werth würde 31075 Millionen seyn. Ich gebe unten unter *M* die mit dem ersteren Werth, unter *W* die mit dem letzteren berechneten Resultate an.

Ich gebe hier nur das Resultat der Berechnung von drei unter günstigen Umständen ausgeführten Versuchsreihen an:

1) Zehn Versuche mit abwechselnd entgegengesetzter Rotation, bei jedem drei Ablesungen, deren mittlere bei entgegengesetzter Elektrisirung der Scheibe gemacht wird, als die erste und die dritte.

Mittlerer Unterschied der Gleichgewichtslage in Scalentheilen	6,735
Funkenlänge	0,2845
Elektrodynamische Kraft auf das astatische Paar wirkend, beobachtet	0,00000327
berechnet *M*	0,00000337
berechnet *W*	0,00000311

2) Vier Versuche ebenso

Unterschied der Stellung		7,50
Funkenlänge		0,2955
Elektr. Kraft beobachtet		0,00000317
	berechnet *M*	0,00000349
	berechnet *W*	0,00000322

3) Fünf Versuche ebenso

Unterschied der Stellung		7,60
Funkenlänge		0,2926
Elektr. Kraft beobachtet		0,00000339
	berechnet *M*	0,00000355
	berechnet *W*	0,00000328

Die Uebereinstimmung darf als genügend angesehen werden bei der Messung einer Kraft, die nur $\frac{1}{50000}$ von der Kraft des Erdmagnetismus beträgt, da in zwei dieser Versuchsreihen die beobachteten Werthe zwischen die den verschiedenen gemessenen Werthen der Weber'schen Constante entsprechenden hineinfallen.

Was die Bedeutung dieser Versuche für die Theorie der Elektrodynamik betrifft, so entsprechen sie den Voraussetzungen der Theorie von Hrn. W. Weber, aber sie lassen sich auch aus der Maxwell'schen oder aus der die dielektrische Polarisation der Isolatoren berücksichtigenden Potentialtheorie herleiten. Die Volumelemente der zwischen der bewegten und den ruhenden Platten liegenden Luftschicht erleiden fortdauernd Schiebungen im Sinne einer Rotation um radial gerichtete Drehungsaxen. Die bestehende dielektrische Polarisation derselben wird sich in jedem materiellen Elemente also fortdauernd ändern, während sie im Raume dieselbe Richtung normal zur Fläche der elektrisirten Scheiben behält. Die entstehenden und vergehenden Componenten dieser Polarisation würden den Strom constituiren, der durch das astatische Nadelpaar angezeigt wird.

IX. *Gallium ein neues Metall.*

(Zusammengezogen aus den *Compt. rend. T. LXXXI* (1875) *p.* 493 und 1100, *T. LXXXII* (1876) *p.* 1036 und 1098.)

Mit dem Namen Gallium bezeichnet Hr. Lecoq de Boisbaudran ein Metall, welches er i. J. 1875 (am 27. Aug. zwischen 3 und 4 Uhr Abends) entdeckt hat, zunächst in der Blende von Pierrefitte (im Thale Argelès in den Pyrenäen), später auch in Blenden von andern Fundorten, besonders in der schwarzen von Bensberg (Altenberg) und in der gelben durchscheinenden von Asturien.

Als beste Darstellungsweise giebt er folgende an. Man löst die Blende in Königswasser, stellt Zinklamellen in die Flüssigkeit und zieht dieselben heraus, sobald die Wasserstoff-Entwicklung sich verlangsamt, aber *noch merklich* ist. Auf diese Weise wird der gröfsere Theil vom Cu, Pb, Cd, Ir, Tl, Ag, Hg, Se, As usw. abgeschieden. Nun fügt man der klaren Flüssigkeit einen grofsen Ueberschufs von Zink hinzu und kocht mehre Stunden lang; es bildet sich ein reichlicher gelatinöser Niederschlag, hauptsächlich Thonerde, basische Zinksalze und endlich das Gallium enthaltend. Diesen Niederschlag löst man wieder in H Cl und behandelt die Flüssigkeit abermals siedend mit Zink. Alles in der Blende enthaltene Gallium ist somit in einem Producte von geringem Volum concentrirt.

Den letzten gelatinösen Niederschlag läfst man in H Cl, fügt essigsaures Ammoniak hinzu und leitet H^2S hindurch. Diese Operation wird wiederholt, um alle Thonerde zu entfernen. Die chlorwasserstoffsaure Lösung der weifsen Sulfüre wird mit kohlensaurem Natron gefällt, und zwar bruchweise; das Gallium concentrirt sich in den ersten Niederschlägen; das Spectroskop zeigt an, wenn man damit einhalten mufs.

Um die Abscheidung des Zinks zu vollenden, läfst man das Galliumoxyd in Schwefelsäure (nicht in Chlor-

wassersäure, was für die Elektrolyse schädlich ist) und übersättigt nun mit Ammoniak. Es bleibt viel Gallium in der amoniakalischen Lösung, aus welcher man es entfernt: 1) durch Kochen, um das freie Ammoniak zu verjagen, 2) durch Zerstören der Ammoniaksalze mittelst Königswasser und 3) durch bruchweise Fällung mit $Na^2O.CO^2$.

Das reine, durch NH^3 gefällte Galliumoxyd wird in Kali gelöst und elektrolysirt; das Gallium schlägt sich auf die negative Platinplatte nieder. Die positive Elektrode, ebenfalls Platin, muſs gröſser seyn als die negative. Fünf bis sechs Bunsen reichen hin zur Elektrolyse von 20 bis 30 Kubikcentim. concentrirter Flüssigkeit. Stellt man die negative Elektrode in kaltes Wasser, läſst sich das Gallium leicht ablösen.

Das Gallium ist von weiſser Farbe. Es schmilzt bei 29°,5 C.; einmal geschmolzen, bleibt es auch bei niederen Temperaturen flüssig. Es hat die Dichte 4,7 bei 15° C. gegen Wasser von derselben Temperatur. Es ist hart, läſst sich schneiden und ist im gewissen Grade schmiedbar. In der Kälte wird es nicht von Salpetersäure angegriffen, in der Hitze aber gelöst. Das etwas concentrirte Chlorgallium giebt ein glänzendes Spectrum, in welchem die Linie 417 heller ist als die 404.

X. *Vorlesungsversuch; von Max Rosenfeld, Reallehrer in Teschen.*

Der in diesen Annalen (Bd. CLVII, S. 494) beschriebene Vorlesungsversuch, läſst sich auch auf ein Gemenge von Chlor und Wasserstoff ausdehnen: Man verwendet hierzu eine Kugelpipette, deren beide Schenkel gleich groſs und etwa 13 Cm. lang sind; der innere Durchmesser der Röhre beträgt 8 Mm und der der Kugel 3 Cm.

Die Pipette wird an der Spitze mit einem kleinen Stücke Kautschukschlauch verschlossen, das an einem Ende mit einem Lackpfropfen versehen ist, und sodann mit einer gesättigten Kochsalzlösung gefüllt.

Die so vorbereitete Pipette wird nun im zerstreuten Tageslicht über einer gesättigten Kochsalzlösung bis zur Hälfte der Kugel mit Chlor gefüllt, das man in kleinen Blasen aufsteigen läfst; die andere Hälfte füllt man mit Wasserstoff.

Man verschliefst jetzt mit dem Daumen die Oeffnung und befördert durch Schwenken die innige Mengung beider Gase.

Nach einer Minute etwa (nicht früher) bringt man die Gase zur Explosion. Man verfährt dabei folgendermafsen: Die Pipette wird im zerstreuten Lichte vertical, mit dem durch den Daumen verschlossenen weiteren Ende nach oben, empor gehalten und der Finger entfernt. Bringt man nun rasch die Pipette in dieser Stellung in Sonnen- oder Magnesiumlicht, so erfolgt die Vereinigung der Gase mit ziemlich heftiger Explosion, ohne dafs die Pipette irgend welchen Schaden erleidet.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47.

1876. ANNALEN № 8.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CLVIII.

I. *Ueber die physikalischen Beziehungen zwischen hydrodynamischen und elektrodynamischen Erscheinungen; von F. Zöllner.*

(Erster Theil der Abhandl. in d. Berichten d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss., vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

Bereits vor längerer Zeit (Sitzung v. 19. Dec. 1874) hatte ich mir erlaubt, der Kgl. Gesellsch. d. W. eine Reihe von Versuchen mitzutheilen, welche den Zweck hatten, im Anschluſs an meine früheren Untersuchungen *„über die durch strömendes Wasser erzeugten elektrischen Ströme“* [1]) den Zusammenhang nachzuweisen, welcher zwischen dieser, zuerst von Quincke bei den Diaphragmenströmen entdeckten, Classe von Erscheinungen und gewissen strömenden Bewegungen der Elektricität bei der gleitenden Reibung zweier heterogenen *festen* Körper besteht. Meine hierauf bezüglichen Bemühungen führten mich auf eine weitere Reihe von theilweise sehr zeitraubenden Versuchen, welche mich nöthigten, meine Arbeit vorläufig abzuschlieſsen und die weitere Ausführung der im 2. Theile dieser Abhandlung angestellten theoretischen Betrachtungen einer späteren Arbeit vorzubehalten. Ich erlaube mir daher im ersten Theile der vorliegenden Abhandlung im Wesentlichen die Resultate einer Experimentaluntersuchung mitzutheilen, bei welcher ich bestrebt war, zunächst *empirisch* den inneren Zusammenhang nachzuweisen, welcher zwischen den von Quincke und mir beobachteten elektrischen Strömen mit einer gewissen Classe, meines Wissens noch

1) Berichte d. Kgl. Sächs. Gesellsch. d. W. Sitzung v. 12. Dec. 1872.

nicht beobachteter, elektrischer Ströme besteht, die sich *gesetzmäfsig* bei der gleitenden Reibung zweier heterogenen *festen* Körper entwickeln. Mit Berücksichtigung des gleichfalls empirisch gefundenen Reciprocitätsphänomens der Fortschiebung materieller Theile durch den elektrischen Strom hat sich schliefslich als allgemeines Resultat der folgende Satz ergeben:

> *Bei der gleitenden Reibung zweier Körper entwickeln sich an der Berührungsfläche elektromotorische Kräfte von solcher Beschaffenheit, dafs dieselben unter geeigneten Bedingungen einen elektrischen Strom erzeugen, welcher bestrebt ist, die beiden Körper in entgegengesetzter Richtung ihrer relativen Bewegung zu verschieben.*

Die Analogie, welche dieser Satz bezüglich der *elektrodynamischen* Wechselwirkung eines geschlossenen Stromkreises auf einen bewegten Leiter darbietet, bei deren relativer Bewegung bekanntlich durch Induction gleichfalls elektromotorische Kräfte von solcher Beschaffenheit entwickelt werden, dafs der durch sie erzeugte elektrische Strom bestrebt ist, eine relative Bewegung der Leiter im entgegengesetzten Sinne hervorzurufen, führte mich auf eine ganze Reihe solcher, zum Theil überraschender, Analogien. Dieselben ergaben bei genauerer Untersuchung nicht nur *qualitative* Beziehungen dieser scheinbar so heterogenen Gebiete von Erscheinungen, sondern gestatteten auch *quantitative* Beziehungen abzuleiten, welche durch die Erfahrung bestätigt werden. Ueberträgt man diese Betrachtungen auf die Molecularverhältnisse der Körper, so ergiebt sich, abgesehen von dem bereits erwähnten, noch ein einfacher Zusammenhang zwischen dem elektrischen Leitungsvermögen und der Reibungsconstante der Körper. Da ein solcher Zusammenhang auch längst durch Versuche über Capillaritätsphänomene empirisch nachgewiesen ist und gleichzeitig in neuester Zeit durch Untersuchungen von Kohlrausch und Grotrian noch in mannigfachen anderen Verhältnissen zu Tage tritt, so hielt ich mich für

berechtigt, im zweiten Theile der vorliegenden Experimentaluntersuchung einige theoretische Consequenzen dieser *elektrodynamischen Theorie der Molecularkräfte* vorläufig anzudeuten und mit bekannten Thatsachen der Erfahrung zu vergleichen.

Erster Theil.

1.

Die Bedingungen, unter denen zwei verschiedenartige Körper durch gegenseitige Reibung elektrisch werden, sind vielfach zum Gegenstande eingehender, zum Theil sehr umfangreicher Untersuchungen gemacht worden [1]). Im Wesentlichen handelte es sich jedoch hierbei nur um Ermittelung derjenigen Verhältnisse, von denen die *Quantität* und *Qualität* der erregten Elektricität der beiden Körper abhängt. Dagegen sind die Vorgänge, durch welche sich das gestörte elektrische Gleichgewicht im Innern oder an der Oberfläche der geriebenen Körper wieder herstellt, d. h. also die *strömenden Bewegungen* der Elektricität, so weit mir bekannt, bei der *gleitenden Reibung* noch nicht genauer erforscht worden [2]).

Als Resultat der hierauf bezüglichen und sogleich näher zu beschreibenden Versuche hat sich allgemein folgende Thatsache ergeben:

> Werden zwei verschiedene Körper, von denen der eine ein Isolator (Dielektricum), der andere ein sogenannter Halbleiter (Reibzeug) ist, mittelst gleitender Reibung gegeneinander verschoben, so entstehen in dem Halbleiter elektrische Ströme, deren

1) Vgl. Peclet, *Annales de Chimie et Physique T.* 57, *p.* 337 ff. — Riefs, Die Lehre von der Reibungselektricität Bd. II, S. 362 ff.

2) In wie weit die neuerdings bei der *rollenden* Reibung von Joulin beobachteten Erscheinungen mit den hier von mir beschriebenen ursächlich zusammenhängen, hoffe ich in einer späteren Abhandlung zu zeigen. Vgl. *Recherches sur l'électricité produite dans les actions mécaniques par L. M. Joulin. Annales de Chim. et phys.* Mai 1874. *T. II (5. Ser.) p. 5* bis 76.

Richtung von der Natur und Bewegung des Isolators in folgender Weise abhängt:

Wird der geriebene Isolator positiv elektrisch, so entstehen an der Berührungsfläche oder im Innern des Reibzeuges elektrische Ströme, welche parallel, aber entgegengesetzt der relativen Bewegung des Isolators sind; wird dagegen letzterer negativ elektrisch, so sind die erwähnten Ströme parallel und gleichgerichtet der relativen Bewegung des Isolators.

Das Schema auf Taf. VI, Fig. 1 und 2 mag das Gesagte erläutern. Als geriebenen Isolator denke man sich im ersten Falle z. B. eine ebene Glasfläche, im zweiten z. B. eine Harzfläche; als Reibzeug in beiden Fällen z. B. ein Stück weichen Leders. Werden nun die Isolatoren in der durch die grofsen Pfeile angedeuteten Richtung relativ zum Reibzeug bewegt, so entstehen in letzterem elektrische Ströme, deren Richtung durch die kleinen Pfeile und die Vorzeichen der an den Enden des Reibzeuges auftretenden freien Elektricität angedeutet ist.

Am einfachsten läfst sich diese Thatsache durch folgende Versuche nachweisen. Fig. 3, Taf. VI stellt eine cylindrische Glaswalze einer gewöhnlichen Elektrisirmaschine dar, bei welcher das Reibzeug und die Conductoren entfernt sind. Dieselbe ist mittelst einer Curbel um eine horizontale Axe drehbar und an ihrer Oberfläche zur einen Hälfte durch Lack mit einer Harzschicht überzogen, ein Unterschied, der auf der Zeichnung angedeutet ist, indem die lackirte Seite schattirt ist. Als Reibzeug benutzte ich weiches Schafleder, welches auf ein rechteckiges Stück (40 Mm. lang, 25 Mm. breit) Gummi elasticum (wie dasselbe im Handel zum Ausreiben von Bleistiftstrichen vorkommt) aufgespannt wurde. Fig. 4, Taf. VI zeigt ein solches Reibzeug in natürlicher Gröfse. *g* ist das Gummistück, *ab* das Leder; letzteres ist nur an den Seiten *a* und *b* durch Siegellack mit dem Gummi verbunden, so dafs schmale Staniolstreifen *s* und *s'* zwischen Leder und

Gummioberfläche eingeschoben, und zur Ableitung der elektrischen Ströme mittelst Klemmschrauben benutzt werden können, wie dies in Fig. 4 angedeutet ist.

Die Befestigung der Reibzeuge geschah mit seidenen Schnüren oder Bändern (*bb*, Fig. 3, Taf. VI), welche mit Hülfe der isolirenden Glasständer *B* und *C* und der an diesen angebrachten Schrauben *pp'* straff gespannt werden konnten. Hierdurch wurde das Reibzeug *g* auf die Oberfläche der Walze gedrückt. Als Spiegel-Galvanometer *G* stellte mir mein verehrter College Hankel im hiesigen physikalischen Institute mit dankenswerther Bereitwilligkeit dasselbe Instrument zur Verfügung, dessen sich derselbe bei seinen Untersuchungen über Elektricitätserregung zwischen Metallen und erhitzten Salzen im Jahre 1859 bedient hatte [1]).

Dasselbe besitzt mit Anwendung der astatischen Combination die Empfindlichkeit physiologischer Galvanometer.

Der Abstand der Scale vom Galvanometer betrug 3,65 Meter. Die Verbindung der beiden Enden des Reibzeuges mit dem Galvanometer *G* ist aus der Zeichnung ersichtlich.

Berührt nun das Reibzeug den nicht lackirten Theil der Oberfläche der Glaswalze (wie in Fig. 3, Taf. VI), und wird letztere, wie die Figur durch den Pfeil andeutet, von links nach rechts gedreht, so durchfließt die Drahtleitungen ein elektrischer Strom in der durch die Pfeile bezeichneten Richtung. Wird der Sinn der Drehung umgekehrt, so kehrt sich auch die Richtung des Stromes um.

In einem bestimmten Falle stieg z. B. die Ablenkung des Galvanometers um 10 Scalentheile; beim Wechsel der Drehung verwandelte sich diese Ablenkung in die entgegengesetzte von nahezu gleicher Größe.

Wurde nun dasselbe Reibzeug auf die andere mit

1) Abhandlungen d. math. phys. Classe d. Königl. Sächs. Ges. d. Wiss. Bd. IV, S. 255 bis 301. In der Zeichnung ist an Stelle dieses Galvanometers das früher von mir zur Beobachtung der Flüssigkeitsströme benutzte abgebildet.

Lack überzogene Hälfte der Glaswalze geschoben, so war der Proceſs derselbe, nur mit dem Unterschiede, daſs denselben Drehungsrichtungen der Walze Ströme von entgegengesetzter Richtung, wie im vorigen Falle, entsprachen. — In einem bestimmten Falle stieg z. B. die Ablenkung des Galvanometers auf 18 Scalentheile, welche sich beim Wechsel der Drehung in nahezu den gleichen Betrag von entgegengesetztem Sinne verwandelte.

Die *Intensität* dieser Ströme scheint im Wesentlichen von denselben Bedingungen abzuhängen, an welche die Stärke der elektrischen Erregung bei der Reibung der Körper geknüpft ist.

Wird z. B. der Lederüberzug des oben beschriebenen Reibzeuges, wenn es die Glasoberfläche berührt, mit Amalgam für Elektrisirmaschinen präparirt, so steigt die Stärke dieser Ströme ganz aufserordentlich; man sieht dann nicht selten das Bild der ganzen, 0,75 Meter langen Scala durch wenige Umdrehungen der Walze, je nach der Richtung der Drehung, nach der einen oder der anderen Seite aus dem Gesichtsfelde wandern. Es mag hier eine Versuchsreihe mitgetheilt werden, bei welcher die Ablesungen des Galvanometers nach 10maliger Umdrehung der Walze stattfanden. Die Ablenkungen waren hierbei also noch nicht stationär, sondern würden sich bei weiter fortgesetzter Umdrehung der Walze noch beträchtlich vergröfsert haben.

Versuchsreihe 1.

1874. Dec. 4.

Abstand der Scala 3,65 Meter.

Reibzeug: Amalgamirtes Leder. Oberfläche: Glas.

Zahl der Umdrehungen: 10.

Ablenkung des Galvanometers von der Ruhelage:

— 57	+ 43
— 70	+ 61
— 69	+ 59
— 75	+ 59
— 79	+ 61
Mittel — 69,9.	+ 56,6.

2.

Dafs mit Anwendung einer Elektrisirmaschine elektrische Ströme und hierdurch Ablenkungen eines geeigneten Multiplicators erzeugt werden können, ist eine längst bekannte Thatsache. Aber die Richtung der hierbei auftretenden Ströme hängt wesentlich nur davon ab, welcher der beiden Drähte des Multiplicators mit dem Reibzeuge und welcher mit dem Conductor der Elektrisirmaschine verbunden wird. Die Drehungsrichtung der Walze oder Scheibe ist hierbei selbstverständlich ohne Einfluſs auf die Richtung der entwickelten Ströme. Letztere verdanken vielmehr lediglich der Ausgleichung der an den Oberflächen des Reibzeuges und des Isolators geschiedenen Elektricitäten ihren Ursprung. Bei den oben beschriebenen Versuchen jedoch entstehen die beobachteten Ströme durch eine Ausgleichung von Elektricitätsmengen, welche sich an den beiden *Enden* des Reibzeuges ansammeln, und mit der Umkehr der Drehungsrichtung der Walze oder Scheibe ihr Vorzeichen ändern [1]).

1) Ich erlaube mir bei dieser Gelegenheit auf die höchst merkwürdigen Beobachtungen von Poggendorff an der Holtz'schen Maschine aufmerksam zu machen, bei denen sich unter ganz anderen Verhältnissen gleichfalls ein *Einfluſs der Drehungsrichtung auf die Richtung eines durch statische Elektricitätserregung erzeugten Stromes herausstellt.* In der Sitzung der Königl. Akademie d. Wiss. zu Berlin vom 18. Januar 1875 theilte Poggendorff „Fernere Thatsachen zur Begründung einer endgültigen Theorie der Elektromaschine zweiter Art" mit. Am Schlusse dieser Abhandlung S. 70 wird wörtlich Folgendes bemerkt:

> „Ich glaube übrigens die Bedeutung der hier beschriebenen Erscheinungen nicht zu überschätzen, wenn ich ihnen einige Wichtigkeit beilege, schon deshalb, weil meines Wissens, bei der sogenannten statischen Elektricität noch niemals ein Vorgang beobachtet worden ist, bei welchem in der Weise wie hier die *Richtung* eine Rolle gespielt hätte."

Ich glaube, dafs die oben von mir beschriebenen Erscheinungen solche Vorgänge sind, die vielleicht bei einer dereinst vollendeten Theorie nicht nur *äufserlich* eine gewisse Analogie darbieten, sondern auch *ursächlich* auf ein gemeinsames Princip zurückführbar seyn dürften.

Es ist für eine angenäherte Vergleichung der Elektricitätsmengen, welche sich bei den Strömen der ersten Gattung und denen der zweiten ausgleichen, nicht ohne Interesse, unter möglichst gleichen Umständen die relative Stärke dieser beiden Ströme zu vergleichen. Man erhält hierdurch gleichzeitig näherungsweise eine Vorstellung von den im Reibzeug ungenutzt sich ausgleichenden Elektricitätsmengen und den in den Conductoren als freie Elektricität auftretenden Quantitäten.

Zur Ermittelung des erwähnten Verhältnisses stellte ich folgende Versuche an:

Fig. 2, Taf. VII stellte den oberen Theil der Glaswalze, mit dem durch ein seidenes Band *bb* darüber befestigten Reibzeuge. Die kleinen Klemmschrauben *r* und *r'* stehen in der oben beschriebenen Weise mit den beiden Enden des Reibzeuges in Verbindung; *cc'* sind zwei Klemmschrauben, welche mit zwei dünnen, aus Kupferblech verfertigten, Aussaugern der Elektricität in Verbindung stehen; dieselben sind mit spitzen Zähnen versehen, welche, ohne das Reibzeug zu berühren, in der geringen Entfernung von 1 bis 2 Mm. von seinen Enden leicht auf der Glaswalze aufliegen. Da die Oberfläche des Glases durch Reibung mit amalgamirtem Leder positiv elektrisch wird, so werden diese beiden Kupferbleche *positive* Elektricität aussaugen und zwar, wie leicht ersichtlich, dasjenige Blech am meisten, welches sich an derjenigen Seite befindet, wo während der Drehung die Glasoberfläche gerade das Reibzeug verläfst, d. h. also, bei der bezeichneten Drehungsrichtung, das Kupferblech *k'*. Verbindet man nun die beiden Klemmschrauben *r* und *r'* metallisch mit einander (Fig. 1, Taf. VII), so gleichen sich die an den beiden Enden des Reibzeuges entstehenden entgegengesetzten Elektricitätsmengen durch diese Verbindung aus. Aufserdem aber wird das isolirte Reibzeug eine gewisse Quantität freier negativer Elektricität an seiner Oberfläche besitzen; verbindet man dasselbe, wie in der Zeichnung (Fig. 1, Taf. VII) angedeutet, mit dem einen Drahte des Multiplicators, und das Kupferblech *k'*

mit dem anderen Drahte, so fliefst durch die Windungen des Multiplicators ein elektrischer Strom in der durch Pfeile angedeuteten Richtung. Wird die Drehungsrichtung der Glaswalze umgekehrt, so mufs die Verbindung des Multiplicators mit dem anderen Kupferblech hergestellt werden. Dieser Wechsel der Verbindungen ist bei den folgenden Versuchen, als selbstverständlich, nicht besonders hervorgehoben.

Es ist klar, dafs hierdurch nicht die Richtung des Stromes geändert wird, wenn, wie bei den folgenden Versuchen, der mit dem Reibzeug verbundene Zuleitungsdraht stets in derselben Verbindung bleibt. Die Stärke der auf diese Weise entwickelten Ströme wird im Allgemeinen proportional den Elektricitätsmengen seyn, welche durch eine bestimmte Zahl von Umdrehungen der Walze erzeugt werden. Man kann daher die hierbei sich ausgleichenden Elektricitätsmengen näherungsweise sehr leicht mit den bei den früheren Versuchen an den beiden Enden des Reibzeuges auftretenden Elektricitätsmengen vergleichen, wenn man die metallische Verbindung zwischen r und r' aufhebt, und jede dieser beiden Klemmschrauben, wie früher, mit einem der beiden Zuleitungsdrähte des Galvanometers verbindet (Fig. 2, Taf. VII). Natürlich wechselt dann wieder die Richtung des Stromes mit der Umdrehungsrichtung der Walze.

Bei der folgenden Versuchsreihe (Fig. 1, Taf. VII) wurde die Walze, wie früher, 10 mal möglichst gleichförmig herumbewegt, und hierauf die Ablenkung des Galvanometers abgelesen. Dann wurde der vorher mit c' verbundene Draht mit c verbunden und wiederum nach 10 entgegengesetzten Umdrehungen die Ablenkung beobachtet. Nach diesen beiden Beobachtungen, bei denen die Drähte des Galvanometers (bei metallischer Verbindung der beiden Enden des Reibzeuges) den zwischen Reibzeug und Conductor entwickelten Strom leiteten, wurde die Verbindung Fig. 2, Taf. VII hergestellt. Nach je 10 Umdrehungen der Walze nach rechts und links wurde wieder die Ablen-

kung des Galvanometers notirt. In der folgenden Uebersicht ist die Art der Verbindung (Fig. 1, Taf. VII) (Reibzeug und Conductor) als „Verbindung I“, die zweite (Fig. 2) (Enden des Reibzeuges) als „Verbindung II“ bezeichnet. Als genähertes Maafs für die bei einem der angedeuteten Doppelversuche entwickelte und ausgeglichene Elektricitätsmenge habe ich die absolute Summe der bei *beiden* Drehungen der Walze (rechts und links) beobachteten Ablenkungen angesetzt. Diese Summen sind für die Verbindung I unter S_I und für Verbindung II unter S_{II} aufgeführt.

Das Verhältnifs $\frac{S'}{S''}$ giebt dann näherungsweise eine Vorstellung von dem Verhältnifs der zwischen Reibzeug und Conductor und der im Reibzeug selber sich ausgleichenden Elektricitätsmengen. Die Gleichgewichtslage des Multiplicators war bei allen folgenden Versuchen 700. Es sind nur die Ablenkungen von dieser Lage angegeben.

Versuchsreihe 2.

1874. Dec. 5.

Abstand der Scala: 365 M. Zahl der Umdrehungen: 10.

Verbindung I.

No. d. Vers.	Drehung rechts	Drehung links	S'
1	+ 87	+ 112	199
3	+ 104	+ 102	206
5	+ 121	+ 126	247
7	+ 87	+ 119	206
9	+ 88	+ 124	212
11	+ 99	+ 115	214
13	+ 96	+ 122	218
15	+ 112	+ 119	231
			216,6 ± 3,7

Verbindung II.

No. d. Vers.	Drehung rechts	Drehung links	S_u	$\frac{S_i}{S_u}$
2	— 44	+ 46	90	2,21
4	— 71	+ 42	113	1,82
6	— 69	+ 51	120	2,06
8	— 57	+ 43	100	2,06
10	— 70	+ 61	131	1,62
12	— 69	+ 59	128	1,67
14	— 75	+ 59	134	1,63
16	— 78	+ 61	139	1,66
			119,4 ± 4,1	1,84

Aus diesen Versuchen ergiebt sich das bemerkenswerthe Resultat, dafs die Quantität von Elektricität, welche sich durch einen elektrischen Strom im Reibzeug selber ausgleicht, und daher als Nutzeffect für die Elektrisirmaschine verloren geht, bei den von mir benutzten Apparaten eine sehr beträchtliche war. Denn die zwischen Reibzeug und Conductor übergehende Elektricitätsmenge war nur ungefähr 1,84 mal gröfser als diejenige Elektricitätsmenge, welche zwischen den Enden des Reibzeugs allein überging. Oder mit andern Worten, es betrug diese im Reibzeug *ohne Nutzeffect* sich ausgleichende Elektricitätsmenge ungefähr 55 Proc. von derjenigen, welche bei einer metallischen Verbindung zwischen Reibzeug und Conductor einen Strom zu erzeugen im Stande ist.

Wenn es sich daher bei einer Reibungselektrisirmaschine darum handelt, eine möglichst grofse Quantität der überhaupt disponiblen Elektricitätsmenge zur Erzeugung von *Strömen* zu benutzen, so liegt der Gedanke nahe, die am positiven Ende des Reibzeuges sich ansammelnde Elektricität mit der positiven des Conductors zu vereinigen. Es konnte dies im vorliegenden Falle leicht durch Verbindung der beiden Klemmschrauben r' und c' (Fig. 3 Taf. VII), oder bei entgegengesetzter Dre-

hung der Walze durch Verbindung von r und c bewerkstelligt werden. Verbindet man in dieser Weise den Conductor und das mit ihm gleichnamige Ende r' des Reibzeugs mit dem *einen*, das andere Ende r des Reibzeugs mit dem *andern* Draht des Multiplicators, so wird die Gröfse der hierdurch erzeugten Ablenkung ein angenähertes Maafs für die sich ausgleichenden Elektricitätsmengen geben.

Ich habe diese Modification der Versuche (Fig. 3, Taf VII) ausgeführt und erlaube mir in Folgendem die Resultate mitzutheilen. Die Bedingungen waren vollkommen dieselben, wie bei den bereits angeführten Versuchen. Sie wurden unmittelbar nach Beendigung der ersteren angestellt und gestatteten daher annähernd auch eine quantitative Vergleichung der beobachteten Werthe. Auch hier wurden die Ablesungen nach je 10 Umdrehungen der Walze nach rechts und nach links gemacht, wobei selbstverständlich jedesmal der entsprechende Wechsel der Drahtverbindungen stattfand.

Bei einer Drehung der Walze von rechts und links, wie in Fig. 3 angedeutet, war r' mit c' verbunden und c ableitend mit dem Erdboden durch die Gasleitung in Verbindung gesetzt. Bei entgegengesetzter Drehung war r mit c verbunden und c' abgeleitet.

Unter S_{III} ist die Summe der absoluten Werthe der Ablenkungen aufgeführt.

Versuchsreihe 3.

1874. Dec. 5.

Abstand der Scala: 3,65 M. Zahl der Umdrehungen: 10.

No. d. Vers.	Drehung rechts	No. d. Vers.	Drehung links	S_{III}
1	— 130	2	+ 96	226
3	— 94	4	+ 108	202
5	— 115	6	+ 117	232
7	— 85	8	+ 144	229
9	— 93	10	+ 142	235
11	— 83	12	+ 132	215
13	— 86	14	+ 126	212
15	— 91	16	+ 143	234
17	— 90	18	+ 140	230
19	— 116	20	+ 139	255
			Mittel:	227,0 ± 3,1.

Vergleicht man die Mittelwerthe der Ablenkungen, welche den drei verschiedenen Verbindungen entsprechen, so erhält man:

S_{I} 216,6 ± 3,7 (Reibzeug und Conductor).

S_{II} 119,4 ± 4,1 (Enden des Reibzeuges ohne Conductoren).

S_{III} 227,0 ± 3,1 (Enden des Reibzeuges mit Conductoren).

Man kann die dritte Verbindung (S_{III}) als eine partielle Combination der beiden ersten Verbindungen auffassen. Denn es kommt zu der positiven Elektricitätsmenge, welche sich bei Verbindung S'' an der einen Seite (r') des Reibzeugs entwickelt, noch dasjenige Quantum positiver Elektricität, welches der an dieser Seite befindliche Conductor (c') von der Glasoberfläche aufsaugt. Setzt man nun die bei Verbindung I sich ausgleichenden positiven und negativen Elektricitätsmengen, ihrem absoluten Werthe nach, als gleich voraus, d. h. nimmt man an, dafs das Reibzeug (rr') dem mit ihm verbundenen Galvanometerdraht in gleicher Zeit dasselbe Quantum von negativer Elektricität zuführt, wie der Conductor (c') dem anderen Draht von positiver Elektricität, so würde bei der Ver-

bindung III die Gesammtmenge der sich ausgleichenden Elektricität gleich derjenigen bei der Verbindung II vermehrt um die Hälfte der bei Verbindung I sich ausgleichenden Elektricitätsmengen. Es müfste also unter der gemachten Voraussetzung die folgende Beziehung bestehen:

$$S''' = S'' + \tfrac{1}{2} S'.$$

Setzt man in dieser Gleichung für $S_{'}$ und $S_{''}$ die oben gefundenen Werthe, so erhält man

$$S_{'''} = 119{,}4 + \tfrac{1}{2}(216{,}6) = 227{,}7.$$

Aus den obigen Versuchen hatte sich nun direct ergeben:

$$S_{'''} = 227{,}0,$$

so dafs also der oben aufgestellten Gleichung fast genau durch die Beobachtungen genügt wird.

Selbstverständlich soll auf diese numerischen Beziehungen kein besonderes Gewicht gelegt werden. Indessen dürften sie ausreichend seyn, um wenigstens die Vergleichbarkeit der zuletzt erhaltenen Resultate mit den ersten beiden Versuchsreihen zu beweisen, und zu zeigen, dafs es sich bei den vorstehend beschriebenen *„Reibungsströmen" um die Ausgleichung von Elektricitätsmengen handelt, welche keineswegs unbedeutend, sondern vollkommen von der Ordnung derjenigen sind, welche überhaupt nur durch Reibung an der Oberfläche zweier heterogenen Körper entwickelt werden können.*

Berücksichtigt man aufserdem, dafs sich im Reibzeuge (Fig. 4, Taf. VI) trotz der isolirenden Eigenschaft des mit Leder überspannten Gummistückes g, doch immer noch ein Theil der an beiden Enden entwickelten Elektricität im amalgamirten Leder selber ausgleichen wird, so mufs die Quantität der in den Reibungsströmen fliefsenden Elektricität im Verhältnifs zur statisch entwickelten Elektricität sogar noch beträchtlich gröfser als bei den oben beschriebenen Versuchen seyn.

3.

Fig. 4, Taf. VII stellt eine Modification der erwähnten Experimente dar. Fünf Reibzeuge der beschriebenen Art

und von möglichst gleicher Beschaffenheit sind durch ein isolirendes Seidenband *b b'* über der Glaswalze befestigt. Die gleichnamigen Pole sind unter sich metallisch durch Drähte verbunden, welche ihrerseits wie früher mit dem Multiplicator in Verbindung stehen. Jedes der einzelnen Reibzeug-Elemente war zur Untersuchung der von ihm allein entwickelten Ströme zunächst gesondert mit dem Multiplicator verbunden. Es zeigte sich, dafs 10 Umdrehungen der Walze nahezu übereinstimmend bei jedem Element eine Ableitung von etwa 50 Scalentheilen in dem einen oder anderen Sinne, je nach der Richtung der Drehung, erzeugte. Wurden nun alle 5 Elemente in der durch die Zeichnung veranschaulichten Weise mit einander verbunden, so genügten statt 10 schon 2 Umdrehungen der Walze, um nahezu dieselbe Ablenkung von 50 Scalentheilen zu erzeugen. Es geht hieraus hervor, *dafs unter den angegebenen Verhältnissen die Quantität der durch eine Umdrehung der Walze erzeugten Elektricität, welche sich in Form von Reibungsströmen ausgleicht, proportional der Anzahl der Reibzeug-Elemente gewachsen ist.*

Innerhalb welcher Gränzen diese Proportionalität gültig ist, und in welcher Weise die Gröfse der Reibungsfläche der einzelnen Elemente hierbei wirkt, habe ich nicht untersucht.

Es dürfte indessen auf Grund der mitgetheilten Resultate eine derartige Untersuchung (welche ich mir erlaube der Aufmerksamkeit anderer, mehr als ich selbst nach dieser Richtung hin beschäftigten Physiker zu empfehlen), nicht ohne Interesse für die Construction einer Elektrisirmaschine seyn, bei welcher grofse Quantitäten von Elektricität mit einer geringen Spannung zur Erzeugung elektrischer Reibungsströme benutzt werden sollen, obschon ich bezweifle, dafs hierdurch jemals die durch die Holtz'sche Elektrisirmaschine erzeugten Effecte erreicht werden können. Uebrigens bemerke ich, dafs sich zwischen den Poldrähten sowohl der fünf combinirten Elemente als auch des einzelnen Elementes im Finstern ein *continuir-*

licher Funkenstrom, unter günstigen Umständen bis zu 2 Millimetern Länge, entwickelte, dessen Gestalt in bekannter Weise jedesmal einen Stromwechsel anzeigte, sobald ein Wechsel in der Drehungsrichtung der Walze stattfand.

Alle diese Versuche gelingen vollkommen in gleicher Weise, wenn man anstatt der *Walze* die *Scheibe* einer Elektrisirmaschine anwendet. ***Der Krümmungs-Halbmesser der geriebenen Flächen scheint also ohne wesentlichen Einfluſs auf das Zustandekommen der erwähnten Ströme zu seyn.***

Ich gehe nun zur Beschreibung einiger Versuche über, welche bei mannigfach modificirten Verhältnissen unter Anderem die Allgemeinheit beweisen sollen, mit welcher, bei Erfüllung der wesentlichen Bedingungen, die Reibungsströme in der Natur auftreten.

Erster Versuch.

Als Reibzeug wurde ein dünner Lederstreif von 25 Mm. Breite und von solcher Länge angewandt, daſs seine Enden, wie in Fig. 5, Taf. VII angedeutet, unterhalb der Walze vereinigt werden konnten. Die innere, mit der Walze in Berührung kommende Seite des Leders war überall, ihrer ganzen Ausdehnung nach, amalgamirt. Durch Seidenbänder bb' wurde das Leder in passender Weise gegen die Glasoberfläche gedrückt und bei Drehung der Walze in seiner Lage fixirt. Setzt man nun die beiden Zuleitungsdrähte p und p' des Multiplicators an irgend einer Stelle, durch einfaches Anlegen mit Hülfe eines isolirenden Halters, auf die Oberfläche des Lederstreifens, so beobachtet man während der Drehung der Walze stets einen Strom, dessen Richtung mit einem Wechsel der Drehungsrichtung der Walze sich umkehrt.

Der Abstand der beiden Elektroden p und p' beeinfluſst die Stärke des Stromes innerhalb gewisser Gränzen nur sehr wenig.

Ich habe oft bei einer Entfernung derselben von nur

1 Millimeter den gleichen Strom durch Ableitung erhalten, wie unter sonst unveränderten Bedingungen, bei einem Abstande $(p - p_1)$ von 30 bis 80 Millimeter.

Die Richtung des Stromes entspricht jedesmal einem Abflusse der Elektricität von denjenigen beiden Stellen s und s', an welchen während der Drehung die Oberfläche der Walze sich vom Lederstreifen *trennt* (s') und wieder *vereint* (s).

Die an der Trennungsstelle (Austrittsstelle) angesammelte Elektricität stimmt in ihrem Vorzeichen mit derjenigen des geriebenen Isolators, die an der Vereinigungsstelle (Eintrittsstelle) angesammelte Elektricität mit derjenigen des Reibzeugs überein.

Zweiter Versuch.

Um zu zeigen, dafs in der That die oben erwähnten beiden Stellen als diejenigen zu betrachten sind, an denen sich Elektricitätsmengen von entgegengesetztem Vorzeichen ansammeln, welche sich theils im Reibzeuge theils im Leitungsdrahte des Multiplicators in Form eines Stromes ausgleichen, habe ich noch folgenden Versuch (Fig. 6, Taf. VII) angestellt. Der Lederstreifen ist wie beim vorigen Versuche als Reibzeug mit der Walze in Verbindung gesetzt. Die beiden Elektroden p und p' befinden sich in einem Abstande von etwa 50 Mm.; ungefähr in der Mitte zwischen ihnen bei m (Fig. 6 Taf. VII) ist ein Seidenfaden zwischen Walze und Lederstreifen eingeschoben, vermittelst dessen man an der bezeichneten Stelle den Letztern während der Drehung emporheben kann, wie dieſs in der Zeichnung angedeutet ist. Sobald dieſs geschieht, kehrt sich der Strom, welcher vorher dem obigen Gesetze entsprechend gerichtet war, plötzlich um. Es erklärt sich dieſs leicht, wenn man berücksichtigt, dafs durch das erwähnte Emporheben des Lederstreifens bei e eine negative *Eintrittsstelle*, bei a eine positive *Austrittsstelle* erzeugt wird, welche ihre Elektricitäten theils in dem em-

porgehobenen Theile des Leders, theils durch den Leitungsdraht des Galvanometers ausgleichen.

Modification der Versuchsbedingungen.

Ich habe schon oben erwähnt, daſs die angeführten Versuche einen entgegengesetzten Charakter bezüglich der Richtung der Ströme annehmen, sobald an Stelle der Glasoberfläche eine Harzfläche angewandt wird. In letzterem Falle wurde an Stelle des amalgamirten Lederstreifens ein gewöhnlicher Streifen von Leder benutzt, wodurch natürlich die Intensität der beobachteten Ströme eine beträchtlich geringere wurde.

Erste Modification.

Wurde dieser Lederstreif stark mit Fett eingerieben oder mit destillirtem Wasser angefeuchtet, oder wurde hierbei der Streifen durch andere Stoffe, z. B. Leinwand, Hanf usw. ersetzt, so daſs sich zwischen diesem Streifen und der rotirenden Glaswalze eine dünne Fett- oder Wasserschicht befand, so blieb bei allen diesen Modificationen der wesentliche Charakter der beschriebenen Phänomene unverändert derselbe, d. h. *es entwickelten sich in den angewandten mit Fett oder Wasser befeuchteten Streifen elektrische Ströme, deren Richtung sich gleichzeitig mit der Rotationsrichtung der Walze umkehrte.*

Zweite Modification.

Ein besonderes Interesse hatte für mich die Frage, was geschehen würde, wenn sich der als Reibzeug dienende Lederstreifen in Form eines geschlossenen Ringes überall eng und *gleichmäſsig* an die Oberfläche der Glaswalze anschlieſst. In diesem Falle würden offenbar die bei den bisherigen Versuchen vorhandenen und wirksamen Aus- und Eintrittsstellen ganz fortfallen. Um indessen einen solchen Versuch vollkommen einwurfsfrei anstellen zu können, würde vor Allem eine vollkommen regelmäſsig geschliffene Glasoberfläche bei der Walze, und eine ebenso

homogene Oberfläche bei dem Reibzeuge erforderlich seyn.

Wäre bei der Walze diese Bedingung auch zu erfüllen, so würde dieſs doch bei dem Reibzeuge schwerlich in dem Maaſse der Fall seyn, daſs man behaupten könnte, es seyen an dieser oder jener Stelle nicht kleine Ungleichheiten vorhanden, welche, durch entsprechende Lücken von einander getrennt, gleichsam zur Bildung partieller Reibzeuge mit Ein- und Austrittsstellen beitragen könnten.

Da somit selbst mit groſser Sorgfalt ausgeführte Versuche schwerlich die hier erwähnten Ungleichheiten vollkommen hätten beseitigen können, so habe ich mich damit begnügt, diese Versuche mit denjenigen Mitteln anzustellen, welche mir zu den oben beschriebenen Versuchen gedient hatten.

Der Lederstreifen wurde genau von solcher Länge geschnitten, daſs, wenn derselbe die Walze fest umschloſs, die beiden Schnittflächen sich gerade berührten. Durch ein an dieser Stelle von auſsen mit Siegellack aufgeklebtes Stück Leder wurde die Verbindung hergestellt. Um den so geschlossenen Lederring bei der Drehung der Walze in seiner Lage zu fixiren, wurde derselbe mehrmals mit einem etwas schmaleren, starken Gummibande umwunden, dessen Enden in ähnlicher Weise wie früher die Seidenbänder an festen Stützen auf dem Gestell der Walze befestigt wurden. Die passend geformten Elektroden des Multiplicators wurden einfach zwischen Gummiband und Lederstreifen gesteckt und hierdurch verschiedene Stellen von verschiedener Länge in den Kreis des Multiplicatordrahtes eingeschaltet.

Hierbei ergab sich, daſs auf dem ganzen Umkreise des Lederstreifens jederzeit galvanische Ströme durch Drehung der Walze erregt wurden, die bei jedem Rotationswechsel der Walze ihre Richtung wechselten. Die *Intensität* und *Richtung* dieser Ströme war jedoch nicht an allen Stellen des Umfanges dieselbe.

Die hierdurch nothwendig erzeugten Indifferenzpunkte liefsen sich durch eine passende Orts- und Abstandsänderung der Ableitungsstellen ermitteln.

Ich bemerke jedoch nochmals, dafs diese Versuche aus den oben erwähnten Gründen keine entscheidende Antwort auf die gestellte Frage zu geben im Stande sind. Wenn man dagegen berücksichtigt, dafs ein rotirender Isolator, der allseitig von seinem Reibzeuge umschlossen ist, nothwendig diejenige Elektricität im Sinne seiner Rotation mit sich fortführen mufs, welche an seiner Oberfläche haftet, so würde diese so bewegte Elektricität nothwendig einen elektrischen Strom repräsentiren, dem ein aequivalenter Gegenstrom im Reibzeuge entsprechen müfste, wenn man die Bedingung stellt, dafs *das ganze System nach Aufsen keine elektrodynamische* oder *magnetische Wirkungen* ausüben soll. Stellt man jedoch diese Bedingung nicht, so würde sich ein allseitig von einem amalgamirten Reibzeug umschlossener rotirender Glascylinder, wie ein Solenoïd verhalten, in dessen Windungen ein mit der Rotationsrichtung übereinstimmender elektrischer Strom kreist.

Ich glaube, dafs sich durch eine weitere experimentelle Untersuchung über die Existenz solcher elektrodynamischen Fernewirkungen ein Ausgangspunkt für eine allgemeine Theorie der hier behandelten Erscheinungen gewinnen liefse, aus welcher gleichzeitig die Nothwendigkeit des Auftretens der beobachteten Reibungsströme von allgemeinen, elektrodynamischen Principien gefolgert werden könnte. Indessen verzichte ich vorläufig hierauf und gehe, der mir im ersten Theile dieser Abhandlung gestellten Aufgabe gemäfs, zur Mittheilung weiterer Versuche über.

Dritte Modification.

Eine cylindrische Glasstange AB (Fig. 7 Taf. VII) von 950 Mm. Länge und 16 Mm. Dicke wurde parallel ihrer Axe in dem röhrenförmigen Reibzeuge R aus amalgamir-

tem Leder verschoben, welches allseitig die Glasstange dicht umschlofs und eine Länge von 112 Mm. besafs.

Die Enden des isolirt befestigten Reibzeuges waren äufserlich mit schmalen Ringen aus dünnem Kupferblech umgeben, an denen die Klemmschrauben *a* und *b* die Verbindung mit dem Multiplicator herstellten. ***Sobald der Glasstab mit genügender Geschwindigkeit verschoben wurde, entstanden elektrische Ströme, deren Richtung, dem gefundenen Gesetze entsprechend, mit der Bewegungsrichtung des Glasstabes sich umkehrte*** [1]).

Vierte Modification.

An Stelle des röhrenförmigen Reibzeuges *R* wurde eine Glasröhre *G* (Fig. 8 Taf. VII) von gleicher Länge angewandt, deren ausgebogene ***Ränder*** auf der inneren und äufseren Seite mit einer Stanniolbekleidung einige Millimeter breit eingefafst waren, um eine leitende Verbindung mit der beweglichen Oberfläche des Reibzeuges herzustellen. Letzteres wurde in Form eines Glasstabes *AB* angewandt, der an seiner Oberfläche gleichmäfsig mit einem Lederstreifen umwunden war, so dafs sich die spiralförmigen Windungen des letzteren dicht an einander legten, und einen möglichst zusammenhängenden und passend befestigten Ueberzug von ***amalgamirtem*** Leder bildeten. Wurde nun der Glasstab an einem seiner isolirten

1) Als ich zu diesem Versuche mit Benutzung desselben Reibzeuges, einen Stab aus Hartgummi (Ebonit) anwandte, also aus einem Stoffe, welcher bekanntlich durch Reibung mit anderen Körpern sehr stark negativ elektrisch wird, ergab sich eine scheinbare Ausnahme von diesem Gesetze, insofern die Richtung der beobachteten Ströme die gleiche wie beim Glasstabe war. Als ich jedoch, hierüber verwundert, die Elektricität des Ebonitstabes am Elektroskop untersuchte, fand ich dieselbe stark *positiv*, also *übereinstimmend mit der Glasstange*, wodurch sich natürlich auch die gleiche Stromrichtung erklärte. Bereits Poggendorff u. A. haben auf diese Anomalien aufmerksam gemacht, wenn jener Körper mit Amalgam gerieben wird, ein Umstand, den Hr. Prof. Poggendorff die Güte hatte, mir mündlich mitzutheilen.

Enden in der Röhre verschoben, so entstanden wiederum elektrische Ströme, welche ihre Richtung mit der Richtung der Verschiebung wechselten. Dem erwähnten Gesetze entsprechend, war gegenwärtig die Austrittsstelle (*b*) negativ, die Eintrittsstelle (*a*) positiv elektrisch.

Fünfte Modification.

Wurde bei diesem Versuche eine Glasröhre angewandt, deren innere Oberfläche mit einer dünnen Schellackschicht überzogen war (Fig. 9 Taf. VII), so kehrten sich die Richtungen der Ströme um. Folgende Versuchsreihe mag diesen Einfluſs der Oberflächenbeschaffenheit erläutern. Hierbei soll die Verschiebungsrichtung des mit Leder überzogenen Glasstabes mit „rechts“ oder „links“ bezeichnet werden.

Bewegter Körper: Leder.

Oberfläche: Schellack.		Oberfläche: Glas.	
rechts	links	rechts	links
— 2,8	+ 3,8	+ 3,5	— 3,4
— 2,4	+ 5,1	+ 6,1	— 3,9
— 3,2	+ 4,0	+ 5,0	— 4,0
— 2,0	+ 3,6	+ 6,1	— 5,0
— 4,0	+ 2,9	+ 5,6	— 5,5

Es ist sehr leicht auch *elektroskopisch* die an den beiden Enden des Reibzeuges *R* (Fig. 7) oder der Glasröhre *G* (Fig. 8 Taf. VII) auftretenden entgegengesetzten Elektricitätsmengen nachzuweisen. Man muſs nur darauf achten, daſs die metallische Verbindung mit dem Elektroskope noch während der Verschiebung des Reibzeuges gelöst werde, indem im entgegengesetzten Falle eine Ausgleichung dieser Spannungsdifferenz durch die leitende Oberfläche des Leders stattfindet. Ich bediente mich zu diesen Versuchen eines gewöhnlichen Goldblattelektrometers und erhielt, dem erwähnten Gesetze entsprechend, jederzeit *constante* und sehr *beträchtliche* Divergenzen des Elektroskops.

4.

In meiner Abhandlung „über die durch strömendes Wasser erzeugten elektrischen Ströme“ [1]) habe ich Versuche mitgetheilt, bei welchen elektrische Ströme durch destillirtes Wasser erzeugt werden, wenn dasselbe durch Glasröhren strömt, deren kreisförmige Durchmesser im Maximum 0,95 Mm. betrugen. Fig. 10 Taf. VII veranschaulicht schematisch die Anordnung der Versuche: *a b* stellt die enge Glasröhre dar, deren Enden in weiteren Röhrenstücken *A* und *B* münden. An letzteren befinden sich die seitlichen Ansätze *a' b'* mit eingeschmolzenen Platindrähten, welche als Elektroden mit einem empfindlichen Galvanometer in Verbindung standen. Wurde nun destillirtes Wasser unter einem Druck von 180 bis 480 Mm. Quecksilber in der durch den Pfeil angedeuteten Richtung von links nach rechts durch diese Röhren getrieben, so entstand ein galvanischer Strom, dessen Richtung, in der durch die Zeichnung erläuterten Weise, gesetzmäfsig mit der Richtung des Wasserstromes im Zusammenhang stand. So ergaben sich z. B. unter Beibehaltung der obigen Bezeichnungen folgende Ablenkungen, wenn das Wasser nach ***rechts*** unter einem Drucke von 320 Mm., nach ***links*** unter einem Drucke von 480 Mm. getrieben wurde.

Bewegter Körper: destill. Wasser.

Oberfläche: Glas.

rechts	links
— 3,6	+ 5,5
— 3,7	+ 5,3
— 4,0	+ 5,5.

Man erhält also Ablenkungen, welche sowohl ihrer Gröfse als Richtung nach mit denjenigen übereinstimmen, welche oben durch Reibung von Leder gegen die mit Schellack überzogenen Wandungen einer Glasröhre erhalten wurden. Der Gedanke liegt also nahe, in beiden

1) Berichte d. Kgl. Sächs. Ges. d. W. 1872. Dec. 12. (Pogg. Ann. Bd. 148, S. 640.)

Versuchen dieselbe Ursache der beobachteten Ströme vorauszusetzen, wenn man berechtigt wäre, das destillirte Wasser, welches in dem zuletzt erwähnten Falle die Stelle des Reibzeuges vertritt, als *positiv* elektrisch, die Oberfläche der Glasröhre als *negativ* elektrisch vorauszusetzen.

Nach den Untersuchungen von Faraday [1]), Péclet [2]) und Quincke [3]) ist diese Voraussetzung in der That eine vollkommen berechtigte, indem Letzterer a. a. O. wörtlich Folgendes bemerkt:

> „Nimmt man an, wie das wohl wahrscheinlich ist, daſs Reibungs- und Contactelektricität identisch sind, so ist einmal durch Versuche von Faraday bewiesen, *daſs das Wasser der positivste aller Körper ist, also durch Reibung mit allen anderen Substanzen positiv* wird.
>
> „Ueber die Erregung von Elektricität durch Contact von Metallen und leitenden Substanzen mit destillirtem Wasser hat Péclet Versuche angestellt, und gefunden, daſs alle Substanzen durch dasselbe negativ elektrisch erregt werden, mit Ausnahme von Braunstein, der positiv elektrisch werden soll."

Quincke hat gleichfalls diese Ausnahme des Braunsteins durch besondere Versuche mit Hülfe eines Säulenelektroskops mit nasser Säule nach Hankel's Construction bestätigt gefunden.

Es tritt also bei den Flüssigkeitsströmen an Stelle des bewegten Reibzeuges die bewegte Flüssigkeit und an Stelle des geriebenen Isolators die enge Glasröhre oder das poröse Diaphragma.

Die Quincke'schen Diaphragmenströme sind offenbar nichts anderes, als eine complicirtere Modification der von mir beobachteten Flüssigkeitsströme, an Stelle der engen

1) *Experim. research. II*, 2107.
2) *Ann. d. chim. et de phys.* (3) *T. II, p.* 239.
3) Pogg. Ann. Bd. 113, S. 592 ff.

Glasröhre treten in Quincke's Versuchen die zahlreichen Canäle des porösen Diaphragmas.

Auch die bei den Reibungsströmen an der Ein- und Austrittsstelle des bewegten Reibzeuges leicht nachweisbare freie Elektricität war Quincke ebenfalls im Stande, an den Elektroden seiner Diaphragmenapparate nachzuweisen. Derselbe bemerkt hierüber wörtlich Folgendes: [1])

> „Bei der grofsen elektromotorischen Kraft der verschiedenen Apparate läfst sich nun auch mit Leichtigkeit freie Elektricität nachweisen, entweder an einem Säulenelektroskope oder an einem gewöhnlichen Goldblattelektroskope mit Hülfe des Condensators. Die Thalelektrode des Diaphragmaapparates zeigte immer freie positive, die Bergelektrode freie negative Elektricität. Ich habe diese freie negative Elektricität bei destillirtem Wasser und Diaphragmen aus Schwefel, Quarz, Schellack, Seide und Asbest mit Sicherheit nachweisen können".

Ganz dieselben Erscheinungen lassen sich bei den Reibungsströmen beobachten, wenn, wi ein der durch Fig. 9, Taf. VII, dargestellten Modification die Oberfläche des röhrenförmigen Isolators Schellack durch Contact und Reibung *negativ*, der bewegte Halbleiter (Leder) als Reibzeug *positiv* elektrisch wird.

Dafs bei den Reibungsströmen im Innern oder an der Oberfläche des Reibzeuges sich ein Theil der freien Elektricitäten ausgleicht, welche an den erwähnten Ein- und Austrittsstellen auftritt, habe ich durch die früher angegebenen Versuche gezeigt, bei denen der Isolator sich bewegt, das Reibzeug aber in Form eines längeren Lederstreifens, in Ruhe bleibt. Es konnte auf allen Stellen dieses Streifens ein Strom nachgewiesen werden, welcher von der positiven Stelle zur negativen fliefst. ***Man kann daher die zwischen diesen beiden Stellen liegende Strecke des Reibzeuges als eine Nebenschliefsung desjenigen Stromes betrachten, welcher von diesen Stellen durch den Draht des***

1) Pogg. Ann. Bd. 110, S. 57.

Multiplicators geht. Wird der Widerstand in dieser Nebenschliefsung vermindert oder im Vergleich zu demjenigen im Multiplicator verschwindend gemacht, so mufs die Ablenkung in letzterem vermindert oder auf 0 reducirt werden. Daher beobachtet man keine Reibungsströme, wenn an Stelle des Reibzeuges Metalle oder metallisch belegte Oberflächen angewandt werden. Der Ausgleich findet hierbei in dem Reibzeug selber statt und verschwindet für den Draht des Multiplicators.

Ganz analog diesen Verhältnissen bei den ***Reibungsströmen*** findet Quincke bei den ***Diaphragmenströmen***, dafs ihre Intensität sehr beträchtlich abnimmt, wenn dem destillirten Wasser Alkalien, Salze und Säuren beigemengt wurden,[1]) wodurch bekanntlich der Widerstand des destillirten Wassers sehr beträchtlich vermindert wird. Dafs hierdurch die Bestimmung der elektromotorischen Kraft dieser Ströme aus Ablenkungen des eingeschalteten Multiplicators zum Theil illusorisch wird, deutet Quincke selber im folgenden Satze seiner zweiten Abhandlung (Pogg. Ann. Bd. 110, S. 58) an:

> „Im Allgemeinen läfst sich nur sagen, dafs Zusatz von Alkohol zum destillirten Wasser die elektromotorische Kraft erhöht, Zusatz von Säuren oder Salzlösungen dieselbe schwächt. ***Dabei dürfte es schwer zu entscheiden seyn, ob dabei die erhaltenen Werthe durch die geringere oder gröfsere Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit der Elektricität bedingt werden, indem im ersteren Falle ein kleinerer, im letzteren ein gröfserer Theil des elektrischen Stromes sich im Diaphragma selbst durch Nebenschliefsung ausgleichen wird***, worauf ich schon im Anfange dieses Aufsatzes aufmerksam gemacht habe."

1) Quincke bemerkt (Pogg. Ann. Bd. 107, S. 5): „Durch Zusatz von Säuren oder Salzlösungen zum destillirten Wasser wurde der elektrische Strom in seiner Richtung nicht geändert, wohl aber bedeutend geschwächt, so dafs er zuletzt gar nicht mehr bemerkbar war."

Mit Berücksichtigung dieser *Nebenschliefsung*, welche durch die bewegte Flüssigkeit selber gebildet wird, erklärt sich nun auch leicht, weshalb diese Ströme bei Diaphragmen mit sehr weiten Poren oder Röhren von sehr weitem Caliber schwieriger oder gar nicht zu beobachten sind. In diesen Fällen wird der Widerstand in der Nebenschliefsung proportional der Vergröfserung des Querschnittes vermindert. Setzt man z. B. bei den von mir beschriebenen Flüssigkeitsströmen, unter sonst gleichen Umständen, die Quantität der erzeugten Elektricitätsmenge proportional der Contactfläche zwischen Flüssigkeit und Röhrenwandung, so wächst in diesen Fällen die Contactfläche proportional dem Durchmesser, der Widerstand des cylindrischen Flüssigkeitsfadens aber *umgekehrt* proportional dem *Quadrate* des Durchmessers der Capillarröhren. Es wächst also mit zunehmendem Caliber der Röhre die sich durch Nebenschliefsung ausgleichende Elektricitätsmenge in einem dem Röhrendurchmesser proportionalen Verhältnisse schneller als die durch Vergröfserung der Contactfläche erzeugte Elektricitätsmenge. Folglich mufs durch stetige Vergröfserung des Röhrenquerschnittes das durch den Multiplicator fliefsende Qnantum von Elektricität abnehmen und schliefslich die davon abhängige Ablenkung des Galvanometers unter die Gränze der Wahrnehmung sinken. Dem entspricht die von Quincke gemachte Beobachtung, dafs ein Wasserstrom ohne Diaphragma durch eine weite Glasröhre von 25 Mm. Durchmesser geleitet, keine wahrnehmbare Ablenkung am Multiplicator hervorrief. [1])

5.

Wenn aus den bisher mitgetheilten Versuchen mit gröfster Wahrscheinlichkeit geschlossen werden darf, dafs

1) Quincke, Pogg. Ann. Bd. 117, S. 13. „Wurden die Röhren des Apparates ohne Diaphragma aneinander gekittet und nun ein Wasserstrom hindurchgeleitet, so war keine Ablenkung am Multiplicator zu bemerken. Man sieht also, dafs das Diaphragma zur Erzeugung des elektrischen Stromes nothwendig ist.“

sowohl den Quincke'schen *Diaphragmenströmen* und ihren Modificationen als auch den vorstehend beschriebenen *Reibungsströmen* die gleiche physische Ursache zu Grunde liege, so entsteht jetzt naturgemäfs die Frage, ob auch das *Reciprocitätsphänomen der Diaphragmenströme*, nämlich die *Fortführung materieller Theilchen durch den elektrischen Strom*, durch ein Analogon bei den Reibungsströmen vertreten sey.

Nach den oben entwickelten Anschauungen besteht der einzige Unterschied zwischen Diaphragmen- und Reibungsströmen nur darin, dafs bei ersteren das Reibzeug durch einen *tropfbar-flüssigen*, bei den Reibungsströmen dagegen durch einen *festen Körper* gebildet wird. Die Beobachtung lehrt nun, dafs der Procefs, dem die erste Gattung von Strömen ihren Ursprung verdankt, auch umgekehrt werden kann. Während nämlich bei Erzeugung der Diaphragmenströme *mechanische Arbeit in elektrische Bewegung* verwandelt wird, findet in der erwähnten Fortführung der Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom eine Verwandlung von *elektrischer Bewegung in mechanische Arbeit* statt. Soll daher auch für die Reibungsströme eine ähnliche Umkehr des Processes möglich seyn, so müfste man zeigen können, dafs ein Reibzeug z. B. ein amalgamirtes Stück Leder, welches mit seiner amalgamirten Fläche auf einer Glasscheibe ruht, sich fortschiebt, sobald ein elektrischer Strom von hinreichender Spannung durch dasselbe geleitet wird. Die Richtung dieser Fortschiebung müfste durch dieselben Bedingungen bestimmt seyn, wie die Fortführung einer Flüssigkeit durch den galvanischen Strom, welche nach den Untersuchungen Quincke's stets im Sinne derjenigen elektrischen Strömung erfolgt, welche gleiches Vorzeichen mit der durch Contact in der bewegten Flüssigkeit erzeugten Elektricität besitzt. Da nun amalgamirtes Leder durch Contact mit Glas negativ elektrisch wird, so müfste die vorausgesetzte Bewegung des Leders im Sinne der negativen Elektricitätsströmung erfolgen.

Wollte man den angedeuteten Versuch direct in der beschriebenen Gestalt ausführen, so würden sich demselben, wie man sieht, bedeutende Schwierigkeiten in den Weg stellen. Denn die Reibung zweier festen Körper ist im Vergleich zu derjenigen bei der Verschiebung zweier Flüssigkeitsschichten eine so bedeutende, dafs schwerlich die zur Ueberwindung derselben erforderliche Arbeit durch die hier anwendbaren elektrischen Ströme geliefert werden könnte. Anders verhält sich jedoch die Sache, wenn man an Stelle des amalgamirten Lederstückes eine Quecksilbermasse von gleicher Contactfläche anwendet. Wird alsdann bei vollkommen horizontaler Stellung der Glasplatte in geeigneter Weise ein elektrischer Strom durch diese Quecksilbermasse geleitet, so müfste sich dieselbe *im Sinne der negativen Elektricitätsströmung verschieben*, da auch Quecksilber in Berührung mit Glas negativ elektrisch wird.

Dieser Versuch ist nun in der That mit bestem Erfolge in einer nur unbedeutend modificirten Gestalt bereits vor nahe 10 Jahren von Prof. Poggendorff ausgeführt und beschrieben worden. In seiner Abhandlung „über eine neue elektrische Bewegungserscheinung“ (Monatsberichte der Königl. Akad. d. W. z. Berlin, Juni 1867)[1]) theilt Poggendorff eine Beobachtung über die Bewegung einer Quecksilbermasse mit, welche in einer sorgfältig evacuirten und horizontal an den Poldrähten einer Holtz'schen Maschine aufgehängten Glasröhre eingeschlossen ist. Nach genauer Angabe der hierbei zu beobachtenden Vorsichtsmaafsregeln heifst es dann wörtlich: „so wie der Strom durch die Röhre ging, gerieth auch das Quecksilber in Bewegung, und wanderte mit beträchtlicher Geschwindigkeit *vom negativen Pol zum positiven*. In welcher Richtung ich auch den Strom erregen mochte: immer blieb dies Resultat unverändert; niemals sah ich eine Ausnahme davon.“

Bezüglich der Masse des auf diese Weise elektrisch bewegten Quecksilbers wird Folgendes bemerkt:

1) Vgl. auch Poggendorff's Ann. Bd. 131, S. 635.

„Das in Rede stehende Bewegungsphänomen ist keineswegs auf kleine Quecksilbermengen beschränkt; im Gegentheil: kleine Mengen bewegen sich nicht, vermuthlich wegen überwiegender Adhäsion zur Röhrenwand.“

Bei der angewandten Röhre betrug die in Bewegung gesetzte Quecksilbermasse ungefähr 1 Unze. Ich zweifle aber gar nicht, dafs sie in einer gröfseren Röhre ebenso gut auch 1 Pfund und mehr hätte betragen können, da nach meiner Ansicht die bewegende Kraft zum Theil im Quecksilber selber liegt.

Ueber die Länge des bewegten Quecksilberfadens wird bemerkt:

„Dieser Faden hatte bei den erwähnten Versuchen eine Länge von 4 Par. Zoll. Der horizontale Theil der Röhre war 1 Par. Fufs lang; folglich hatte der Faden eine Strecke von 8 Zoll zu durchwandern; durchschnittlich gebrauchte er dazu 2 bis 3 Secunden, je nach der Stärke des erregten Stromes.“

Bereits Poggendorff spricht die Ansicht aus, dafs das von ihm beobachtete Phänomen wahrscheinlich den gleichen Grund wie die von Quincke untersuchte Fortführung von Flüssigkeiten oder in denselben suspendirten Theilchen habe; die hierauf bezüglichen Worte sind folgende (S. 642 a. a. O.):

„Ich halte es jedoch für wahrscheinlich, dafs das von mir beobachtete Phänomen in der Hauptsache einen gleichen Grund hat wie die von letzterem Physiker untersuchten, und nehme daher auch keinen Anstand, die von diesem aufgestellte Theorie wenigstens vorläufig zu adoptiren.“

Dieser Theorie gemäfs erfolgt vor der Bewegung der eingeschlossenen Substanz eine Elektrisirung derselben durch den Contact mit ihrer

Umgebung, und auf die so elektrisirte Substanz wirkt dann der Strom fortführend nach dem positiven oder negativen Pol, je nachdem die vorausgegangene Elektrisirung eine negative oder positive war.

„Das Quecksilber wird nun durch Berührung mit Glas negativ und war es wirklich in der S. 337 erwähnten Röhre, welche eine so ausgezeichnete Wirkung gab. Seine Fortführung zum positiven Pole hätte darnach also nichts Räthselhaftes.“

Diese Erklärung des Phänomens von Poggendorff entspricht also, wie man sieht, vollkommen dem Gesichtspunkte, von welchem ich im Anfang dieses Artikels die Existenz einer derartigen Bewegungserscheinung zu begründen versuchte. Es läfst sich nun aber der Beweis, dafs diese Erscheinung in der That nichts Anderes als ein Reciprocitätsphänomen der von mir beobachteten Reibungsströme ist, noch weiter führen. Wenn nämlich der sich bewegende Quecksilberfaden wirklich die Stelle des Reibzeugs in meinen Versuchen vertritt, so müssen die beiden Enden des Quecksilberfadens während der Bewegung freie elektrische Spannungen von entgegengesetztem Vorzeichen besitzen, und zwar mufs, dem gefundenen Gesetze gemäfs, dasjenige Ende, welches an die Ausstrittsstelle der Gaswandung liegt, — also das bei der Bewegung nachfolgende, — freie positive Elektricität, dagegen das an dem Ende an der Eintrittsstelle, welches vorangeht, freie Elektricität besitzen. Unter dieser Voraussetzung wäre also das positiv-elektrische (nachfolgende) Ende des Quecksilberfadens dem *negativen* Pole, das negative (vorausgehende) Ende dem *positiven* Pole der Elektrisirmaschine zugewandt.

Mit Berücksichtigung der hierdurch entstehenden elektrostatischen Anziehungen zwischen den Enden des Quecksilberfadens und den Polen der Maschine würden entgegen-

gesetzte Kräfte an den Enden des Fadens wirken, welche, bei genügender Stärke, eine Streckung oder Dehnung desselben während seiner Bewegung bewirken könnten.

In der That ist diese Erscheinung von Poggendorff beobachtet worden, indem er S. 638 a. a. O. bemerkt:

> „So wie der Faden sich in Bewegung setzt, ändert er auch seine Gestalt. Er wird bedeutend länger. Bei meinen Versuchen betrug die Verlängerung wenigstens 1 Par. Zoll.“

Ebenso beweisen im Dunklen die Lichterscheinungen an den Enden des Queksilberfadens, dafs dieselben entgegengesetzt elektrisirt sind und zwar vollkommen dem obigen Gesetze entsprechend, das *vorangehende* Ende *negativ*, das *nachfolgende positiv*.

Die betreffenden Worte Poggendorff's (S. 642 und 643) lauten folgendermafsen:

> „Schliefslich will ich noch erwähnen, dafs der in Rede stehende Bewegungsprozefs auch von einer artigen Lichterscheinung begleitet wird, die indefs nur im Dunklen recht sichtbar ist.
>
> „Am negativen Ende der Röhre nämlich, soweit der Platindraht hineinreicht, erscheint am Glase ein schönes gelbes Fluorescenzlicht, und dasselbe sieht man auch am vorderen, dem positiven Pole zugewendeten Ende der Quecksilbersäule, mit ihr durch die ganze Röhre wandernd, bis zum aufrecht gebogenen positiven Schenkel derselben, der, wenn er erreicht ist, ebenfalls lebhaft gelb erglänzt.“

Aus diesen Lichterscheinungen folgt also, einerseits, das wirklich freie Elektricitäten von entgegengesetztem Vorzeichen an den beiden Enden des Quecksilberfadens vorhanden sind, andrerseits, dafs *ein Theil* dieser Elektricität sich durch Ausströmung in dem luftverdünnten Raume ausgleicht. Ein andrer, und vermuthlich der gröfste Theil, wird sich im Quecksilber selber ausgleichen, *so dafs letzteres während seiner Bewegung von einem elektrischen*

Strome durchflossen wird, der entgegengesetzt demjenigen Strome ist, welcher die Bewegung des Fadens hervorruft.

6.

Ich gehe nun zu einer genaueren Betrachtung der durch strömende Elektricität in Flüssigkeiten erzeugten Bewegungen und ihrer Reciprocitätsphänomene über, um zu zeigen, dafs auch hier, *während der Bewegung, ein elektrischer Strom die Flüssigkeitsfäden des Diaphragma's oder der Capillarröhre durchfliefsen mufs, der entgegengesetzt demjenigen Strome gerichtet ist, welcher die Flüssigkeitsströmung erzeugt.*

Dafs ein galvanischer Strom Flüssigkeiten in der Richtung des positiven Stromes mit sich fortführt, wenn diese Flüssigkeiten an einer Stelle durch eine poröse Scheidewand unterbrochen sind, hat zuerst Reufs in Moskau im Jahre 1807 beobachtet.[1]) Alle späteren Beobachter des gleichen Phänomens, wie Porret (1816), de la Rive, Becquerel, Daniell, Napier, Wiedemann, Graham, v. Quintus Icilius, Breda und Logemann hielten die Anwendung poröser Diaphragmen für eine nothwendige Bedingung zur Hervorrufung der Erscheinung. Quincke dagegen zeigte zuerst, dafs dieses Phänomen ein viel allgemeineres sey, indem er nachwies, „dafs die Fortführung von Flüssigkeiten durch strömende Elektricität dem galvanischen Strome der Hydroketten nicht *allein* zukommt, dafs sie *ohne Diaphragma* nachgewiesen, und bei den verschiedensten Stoffen *unabhängig vom Aggregatzustande*, bald *im Sinne des positiven*, bald *im Sinne des negativen Stromes* stattfinden kann.[2]) Quincke bewies ferner durch zahlreiche und sinnreich angeordnete Modificationen seiner Versuche, dafs die ganze Erscheinung aufs Engste an die *Elektricitätserregung beim Contacte*

1) *Mémoires de la soc. impér. de naturalistes de Moscou T. II, p.* 327 — 337. 1808.

2) Pogg. Ann. Bd. 113, S. 514 ff.

heterogener Körper geknüpft ist, und zwar so, daſs die Richtung der Fortführung des beweglichen Körpers stets im Sinne der Strömung derjenigen Elektricität stattfindet, welche ein gleiches Vorzeichen mit der durch Contact an der Oberfläche des beweglichen Körpers erregten Elektricität besitzt.

Wird also z. B. die Flüssigkeit durch Contact mit der Röhrenwand positiv elektrisch, so wird die Berührungsschicht im Sinne des positiven Stromes fortgeführt; wird diese Schicht durch Contact aber negativ elektrisch, so findet eine Fortführung im entgegengesetzten Sinne statt. Das gleiche Gesetz gilt für die Körper, welche, in der Flüssigkeit suspendirt, allseitig von dieser umschlossen sind. Je nachdem ihre Oberfläche durch Contact positiv oder negativ elektrisch wird, findet eine Fortführung im Sinne der positiven oder negativen elektrischen Strömung statt, welche die Flüssigkeit durchfliefst. Bezüglich der näheren Modalitäten der Erscheinung, die sich ebenso einfach als ungezwungen aus dieser Anschauung ableiten, muſs auf die ausführliche Abhandlung Quincke's a. a. O. verwiesen werden; derselbe beschlieſst seine umfangreiche Arbeit mit folgenden Worten:

> „Mir ist keine Thatsache bekannt, die der Erklärung der Fortführung materieller Theilchen, wie ich sie in vorliegendem gegeben habe, widerspräche. Wie dem auch sey, jedenfalls folgt aus den beschriebenen Versuchen, daſs die Bewegung materieller Theilchen unter dem Einflusse der strömenden Elektricität ihrer Gröſse und Richtung nach nicht abhängt vom Aggregatzustande derselben, sondern von der Natur der Theilchen und der Natur der Stoffe, mit welchen dieselben in Berührung stehen“ [1]).

Daſs die hier erwähnte Classe von Erscheinungen, bei denen *strömende Elektricität* eine *Verschiebung* oder *Strömung materieller Theile* erzeugt, aufs Engste mit jener

1) Pogg. Ann. Bd. 113, S. 598.

anderen Classe von Erscheinungen verbunden ist, bei denen eine *Verschiebung* oder *Strömung materieller* Theile *strömende Elektricität* erzeugt, habe ich bereits vor 4 Jahren in meiner Abhandlung „über den Ursprung des Erdmagnetismus und die magnetischen Beziehungen der Weltkörper“ ausgesprochen. Man könnte diese Anschauung so lange für eine experimentell nicht hinreichend begründete ansehen, als man nur die *erste* Abtheilung der Untersuchungen Quincke's „über eine neue Art elektrischer Ströme“ [1]) berücksichtigt, indem hierbei die Richtung der elektrischen Strömung, trotz der grofsen Verschiedenheit der angewandten Substanzen, stets dieselbe in Beziehung zur Richtung der Flüssigkeitsströmung blieb. Bereits oben habe ich darauf hingewiesen, dafs hieraus zu schliefsen wäre, es würde die angewandte Flüssigkeit (dest. Wasser) durch Contact mit allen den verschiedenen Substanzen der benutzten Diaphragmen, positiv-elektrisch, ein Schlufs, der, wie gezeigt, mit anderweitigen Thatsachen der directen Beobachtungen im Einklange steht.

Dagegen hatte nun auch Quincke bei seinen zuletzt erwähnten Untersuchungen in einem Alkohol von bestimmter Concentration eine Flüssigkeit gefunden, *„die umgekehrt wie Wasser* in der Richtung der negativen *Elektricitätsströmung* durch ein Thondiaphragma *fortgeführt* wird.“

Ist also meine oben ausgesprochene Vermuthung von der Gemeinsamkeit der diesen Erscheinungen zu Grunde liegenden Ursachen in der Natur begründet, so mufs auch dieser Alkohol durch ein poröses Diaphragma strömend, einen elektrischen Strom in umgekehrter Richtung, d. h. im entgegengesetzten Sinne wie beim destillirten Wasser geben. Dieſs ist nun in der That der Fall, indem Quincke a. a. O. in einer Anmerkung von jenem Alkohol wörtlich Folgendes bemerkt [2]):

1) Erste Abhandl. Pogg. Ann. Bd. 107, S. 1 ff. (1859).
Zweite Abhandl. Pogg. Ann. Bd. 110, S. 38 ff. (1860).
2) Pogg. Ann. Bd. 113, S. 559.

„Der erwähnte Alkohol hat auch die merkwürdige Eigenschaft, beim Durchpressen durch den Thoncylinder elektrische Diaphragma-Ströme in der umgekehrten Richtung der Flüssigkeitsströmung zu geben, während die bisher untersuchten Flüssigkeiten, worunter auch Wasser und Alkohol, immer elektrische Ströme im Sinne der Flüssigkeitsströmung erzeugen.“

Nach der oben angeführten Theorie Quincke's über die *Richtung* der Fortführung materieller Theilchen durch den galvanischen Strom, mufste man annehmen, dafs der erwähnte Alkohol durch Contact mit der Substanz des Diaphragmas die entgegengesetzte Elektricität von derjenigen annähme, welche destillirtes Wasser durch Contact mit demselben Stoffe annimmt, d. h. also, dafs jener Alkohol durch Contact mit dem Diaphragma *negativ* elektrisch würde. Dann würde sich aber nothwendig aus meiner Annahme, dafs die Ursache der Diaphragmenströme und ihrer Modificationen identisch sey mit der Ursache der beschriebenen Reibungsströme bei der gleitenden Reibung zweier *festen* Körper, die Folgerung ergeben, dafs eine Aenderung des Vorzeichens der freien Elektricität an den beiden Enden des Diaphragmas oder der Capillarröhre stattfindet. Folglich mufs auch der Reibungsstrom, welcher bei Verschiebung des Reibzeuges (hier der erwähnte Alkohol) entsteht, seine Richtung umkehren, wie dies Quincke beobachtet hat. Der in Fig. 9 (Taf. VII) dargestellte Fall eines Reibungsstromes würde also das Analogon desjenigen Falles eines Diaphragmenstromes seyn, bei welchem *destillirtes Wasser* angewandt wird. Denn letzteres wird durch Contact mit der Substanz des Diaphragmas in ähnlicher Weise positiv elektrisch, wie im vorliegenden Fall das Leder durch Contact und Reibung mit der Schellack-Oberfläche der inneren Röhrenwandung. Demgemäfs wird die Austrittsstelle *b* positiv elektrisch und giebt daher zur Entstehung eines elektrischen Stromes im Multiplicatordrahte Veranlassung, *welcher im Sinne*

der Flüssigkeitsströmung durch das Diaphragma fliefsen würde, wenn man letzteres als integrirenden Bestandtheil des durch den Multiplicatordraht geschlossenen Stromkreises voraussetzt.

Es ist aber nun auch eine andere Auffassungsweise zulässig, nach welcher im Diaphragma oder dem Canal der Capillarröhre *a b* (Fig. 10, Taf. VII) ein elektrischer Strom in entgegengesetzter Richtung fliefst, indem sich ein Theil der an den beiden Endflächen des Diaphragmas oder der Capillarröhre erzeugten freien Elektricitäten im Innern der strömenden Flüssigkeit ausgleicht. In diesem Falle wäre *der Draht des Multiplicators nur als Nebenschliefsung eines Stromes* aufzufassen, *welcher sich unter den angegebenen Bedingungen zwischen den Enden der Flüssigkeitsfäden des Diaphragmas oder der Capillarröhre entwickelt.* Mit anderen Worten, es wäre alsdann der im Multiplicator fliefsende Strom nur ein sogenannter *Zweigstrom* des in der Flüssigkeit erzeugten elektrischen Stromes.

Dafs diese Auffassungsweise bei den beschriebenen *Reibungsströmen* in der That begründet ist, läfst sich leicht experimentell zeigen. Man braucht zu diesem Zwecke nur bei der früher in Fig. 5, Taf. VII angegebenen Modification die beiden Enden *p* und *p'* des Multiplicatordrahtes an verschiedenen Stellen des geschlossenen Lederstreifens anzulegen. Auf dem oberen, auf der Walze liegenden, Theile des Streifens erhält man Ströme in dem früher erläuterten Sinne. Rückt man nun aber bei constantem Abstande der Elektroden *p* und *p'* auf den unteren Theil des Lederstreifens, der nicht mehr die Glaswalze berührt, so kehrt sich der Strom um. Man sieht hieraus, dafs der Lederstreifen von keinem geschlossenen Strome durchflossen wird, sondern dafs derselbe durch die wirksamen Ein- und Austrittsstellen in zwei Theile gespalten wird, in denen ein gesonderter Abfluſs der an diesen Stellen angesammelten freien Elektricitäten stattfindet.

Es erklärt sich hierdurch auch der bereits oben erwähnte Umstand, dafs die Stärke der beobachteten Ströme

innerhalb sehr weiter Gränzen ganz unabhängig von der zwischen beiden Elektroden eingeschalteten Strecke des Lederstreifens ist. Bei dem ungeheuren Widerstande dieses Stoffes würde nur unter sehr künstlichen Annahmen diese Constanz zu erklären seyn, wollte man das eingeschaltete Stück Leder als integrirenden und *leitenden* Bestandtheil des durch den Multiplicatordraht gebildeten Stromkreises betrachten.

Ebensowenig, wie man bei den elektrischen Strömen, welche mit Hülfe einer Elektrisirmaschine erzeugt werden können, indem man Reibzeug und Conductor mit den Enden eines Multiplicators verbindet, die *zwischen* diesen beiden Theilen der Maschine gelegenen Körper, z. B. Luft, Glas, Leder u. s. w. als *leitenden* und integrirenden Bestandtheil der Multiplicatorwindungen betrachtet, ebensowenig darf dies bei den Reibungsströmen geschehen.

Sind nun die Diaphragmaströme und ihre Modificationen durch dieselbe Ursache wie die Reibungströme bedingt, so müssen auch bei jenen Strömen die beiden Enden des Diaphragmas oder der eingeschalteten Capillarröhre, von demselben Gesichtspunkte betrachtet werden. Experimentell läfst sich über die Richtigkeit dieser Auffassung nur schwer entscheiden. Dagegen scheint mir von einem allgemeineren Gesichtspunkte aus die Frage zu Gunsten der von mir befürworteten Auffassung entschieden werden zu können.

Gesetzt, es sey der in Fig. 10, Taf. VII dargestellte Apparat mit destillirtem Wasser gefüllt. Wird dasselbe durch die Capillarröhre *a b* im Sinne des Pfeiles getrieben, so entsteht ein galvanischer Strom, dessen positive Strömung im Multiplicatordraht von *b'* nach *a'* fliefst.

Nach den soeben angestellten Betrachtungen läfst sich hierdurch aber noch nicht über die Richtung eines in dem Canal der Capillarröhre *a b* fliefsenden Stromes entscheiden. Denn dieser Strom kann fliefsen
entweder

1) von der negativen Eintrittsstelle *a* nach der positiven Austrittsstelle *b*, d. i. in der Richtung der Flüssigkeitsströmung, wenn man den in *ab* befindlichen Flüssigkeitsfaden als integrirenden und leitenden Theil des durch den Multiplicatordraht geschlossenen Stromkreises auffafst;

oder

2) von der positiven Austrittsstelle *b* nach der negativen Eintrittsstelle *a*, wenn man den Multiplicatordraht und die aufserhalb der Röhrenenden liegenden Wassermassen als eine Nebenschliefsung, und daher den beobachteten Strom als einen *Zweigstrom* des in der Röhre *ab* von *b* nach *a*, d. h. *im entgegengesetzten Sinne der Wasserströmung*, fliefsenden elektrischen Stromes auffafst.

Aus der ersten Anschauungsweise würde folgen, dafs ein galvanischer Strom, der eine destillirte Wassermasse durch eine poröse Thonwand oder eine dünne Röhre treibt, sich verstärken mufs.

Denn die mechanische Verschiebung des Wassers allein erzeugt einen Strom in demselben Sinne, wie der jene Verschiebung bewirkende galvanische Strom.

Wenn daher durch die Bewegung des Wassers selber nicht etwa eine Veränderung in der spec. Leitungsfähigkeit des Wassers erzeugt wird, so müfste sich der durch die Verschiebung der Flüssigkeit hervorgerufene Diaphragmenstrom einfach zu dem primitiven Strome, welcher die Flüssigkeit durch das Diaphragma hindurch treibt, addiren, und folglich der urprüngliche elektrische Strom um den Betrag des secundär durch ihn selber erregten Diaphragmenstromes vergröfsert erscheinen.

Quincke[1]), welcher seine Diaphragmenströme allgemein im Sinne der *ersten* Anschauungsweise, d. h. also *nicht als Zweigströme* auffafst, zieht denselben Schlufs aus seinen Beobachtungen, indem er bemerkt:

1) Pogg. Ann. Bd. 110, S. 63.

„Es würde aus diesen Erscheinungen folgen, wie ich schon an einem anderen Orte [1]) bemerkt habe, dafs ein galvanischer Strom, der Flüssigkeit durch eine poröse Thonwand hindurchführt, sich verstärken mufs.“

Bezüglich eines Versuches, durch welchen dieser Schlufs experimentell geprüft werden sollte, bemerkt Quincke a. a. O. Folgendes:

„Ich habe diesen Schlufs bei Thon und destillirtem Wasser durch Versuche zu prüfen gesucht. Der Strom eines Grove'schen Elementes wurde durch einen Apparat von der angegebenen Form und den Spiegelmultiplicator geleitet; die Empfindlichkeit des letzteren wurde durch eine Nebenschliefsung so regulirt, dafs die Ablenkung etwa 400 Scalentheile betrug. Mittelst eines Korkes oder eines Ventiles konnte das Durchströmen verhindert werden. Ich beobachtete dann eine Zunahme oder Abnahme der Stromintensität von 0,5 bis 1 Scalentheil, wenn die Flüssigkeitsströmung begann oder aufhörte, doch halte ich diese Versuche nicht für vollständig beweisend, da die Polarisation der Platinelektroden ein fortwährendes Schwanken der Stromintensität bedingt, welches durch zufällige Erschütterungen noch erhöht wird. *Es möchte aus diesem Grunde unmöglich seyn, diese Frage durch den Versuch mit Sicherheit zu entscheiden.*“

Betrachtet man die hier von Quincke beobachteten geringfügigen Unterschiede als verschwindend, so mufs

1) Monatsber. d. Berl. Akad. 28. Oct. 1858. Der betreffende Passus in dem Referat von Magnus lautet (S. 516) wörtlich wie folgt: „Es würde aus der Richtung der vom Verfasser beobachteten Ströme also folgen, dafs, wenn bei dem bekannten Porret'schen Phänomen, dessen Gesetze Hr. Wiedemann studirt hat, Flüssigkeit von einem galvanischen Strom durch die poröse Scheidewand geführt wird, dieses Fortführen der Flüssigkeit wieder einen Strom erzeugt, der den ersten primären Strom verstärkt.“

man aus dem angeführten Versuche den Schluſs ziehen, daſs die Quantität der im Multiplicatordrahte flieſsenden Elektricitätsmenge in beiden Fällen unverändert geblieben ist [1]).

Da nun aber in dem einen Falle der galvanische Strom die Flüssigkeit durch das Diaphragma trieb, also durch Ueberwindung der Reibung in den Canälen des Diaphragma's eine bestimmte mechanische Arbeit leistete, welche im anderen Falle durch Verhinderung der Strömung wegfällt, so muſs im ersten Falle eine der geleisteten Arbeit aequivalente Wärmemenge im Stromkreise verschwinden, wenn dem Principe von der Constanz der Energie genügt werden soll. Die in einem Stromkreise erzeugte Wärmemenge W ist nach dem Joule'schen Gesetze proportional dem Quadrate der Stromstärke J und dem Widerstande R, so daſs

$$W = J^2 R.$$

Es folgt hieraus, daſs bei constanter Stromstärke J die entwickelte Wärmemenge W nur durch eine Verminderung des Widerstandes R vermindert werden kann. Man müſste also unter den bisher gemachten Voraussetzungen aus dem obigen Versuche Quincke's schlieſsen, daſs während der Strömung der Flüssigkeit in den Canälen des Diaphragma's der Widerstand um eine Gröſse vermindert würde, welche eine, der bei der Flüssigkeitsströmung geleisteten Arbeit aequivalente, Verminderung der Wärmemenge W erzeugte.

Daſs strömendes Wasser einem galvanischen Strome einen geringeren Widerstand darbietet, wenn Letzteres parallel der Flüssigkeitsströmung flieſst, als im entgegengesetzten Falle, ist zwar vor Kurzem durch interessante Versuche von Edlund gezeigt worden [2]).

1) Quincke selber hält daher „diese Versuche nicht für vollständig beweisend“ und ist der Ansicht „es möchte aus diesem Grunde unmöglich seyn, diese Frage durch den Versuch mit Sicherheit zu entscheiden.“

2) Edlund. Experimenteller Beweis, daſs der galvanische Leitungs-

Vergleicht man jedoch die hierzu erforderlichen Stromgeschwindigkeiten des destillirten Wassers mit den zur Erzeugung von Diaphragmenströmen erforderlichen Geschwindigkeiten, so sind erstere ungefähr 100 000 Mal gröfser als letztere.

Denn bei Edlund *war bei allen Versuchen die Geschwindigkeit des destillirten Wassers* zwischen 9 und 10,5 Meter in der Secunde. Dagegen bei Quincke im Maximum nicht gröfser als 0,13 Mm. in der Secunde [1]). Und trotz dieser grofsen Geschwindigkeit erhielt Edlund bei seinen Versuchen nur Unterschiede von 2 bis 3 Scalentheilen des Galvanometers bei Anwendung einer Kette von zwei Daniell'schen Elementen.

Es geht hieraus hervor, dafs die Annahme, der specifische Leitungswiderstand in dem Diaphragma vermindere sich durch die Flüssigkeits-Strömung, zur Erklärung der oben als nothwendig erkannten Wärmeproduction durchaus unzulänglich und deshalb unstatthaft ist.

Es bleibt demnach nur die Annahme übrig, dafs bei vorhandener Flüssigkeitsströmung im Innern des Diaphragma's eine geringere Elektricitätsmenge durch den Querschnitt fliefst, als bei Verhinderung der Flüssigkeitsströmung, so dafs also in der Gleichung $W = J^2 R$ durch Verminderung von J an der betreffenden Stelle des Stromkreises ein Theil der producirten Wärmemenge W verschwindet um den zur Erzeugung der Flüssigkeitsströmung erforderlichen Arbeitsaufwand zu decken.

Eine Verminderung von J im Innern des Diaphragma's ist aber nur durch das Auftreten neuer elektromotorischer

widerstand von der Bewegung des Leiters abhängig ist. Pogg. Ann. Bd. 156, S. 251.

1) Ich habe dieser Angabe diejenigen Werthe zu Grunde gelegt, welche Quincke in seiner ersten Abhandlung (Pogg. Ann. Bd. 107, S. 25) für ein Diaphragma aus Thon von 25 Mm. Durchmesser und 1,640 Mm. Dicke bei einem Drucke von 1981 Mm. Quecksilber erhielt. Die während 1 Minute durch das Diaphragma geflossene Wassermenge betrug 3,260 Grm., aus welchen Daten sich die oben angegebene Geschwindigkeit leicht berechnet.

Kräfte im Stromkreise möglich, welche bestrebt sind, die primäre elektrische Strömung zu hemmen, d. h. einen der letzteren *entgegengesetzten* Strom zu erzeugen.

Man gelangt demgemäfs zu folgendem Resultate:

Die Diaphragmenströme und ihre Modificationen verdanken ihren Ursprung dem Auftreten neuer elektromotorischer Kräfte von solcher Beschaffenheit, dafs der durch diese Kräfte in der bewegten Flüssigkeit erzeugte elektrische Strom, so lange sie mit den Canälen des Diaphragma's oder der Capillarröhre in Berührung steht, stets entgegengesetzt einem elektrischen Strome fliefst, welcher die Flüssigkeit in demselben Sinne wie der mechanische Druck durch das Diaphragma treiben würde.

Folglich sind die von Quincke und mir beim Hindurchpressen von destillirtem Wasser durch poröse Diaphragmen und dünne Glasröhren im Galvanometerdrahte beobachteten elektrischen Ströme sogenannte *Zweigströme*, bei denen der Draht des Multiplicators eine *Nebenschliefsung* des zwischen den Enden des Diaphragma's oder der Röhre fliefsenden elektrischen Stromes bildet.

II. *Ueber die Diffusion der Gase durch absorbirende Substanzen;*

von Dr. Sigmund v. Wroblewski,

Privatdocenten für Physik an der Universität zu Strafsburg.

(Aus seiner vom Hrn. Verf. mitgetheilten Habilitationsschrift.)

§. 1.

Von allen Diffusionserscheinungen, welche bei den Gasen beobachtet werden, sind die Erscheinungen der Diffusion durch absorbirende Substanzen bis jetzt am wenigsten und

am oberflächlichsten untersucht worden. Was zuerst die Diffusion der Gase durch feste poröse absorbirende Substanzen anbelangt, so weifs man nur, dafs, wenn irgend eine solche Substanz eine Scheidewand zwischen zwei begränzten Räumen bildet, von denen einer mit einem Gase gefüllt, der andere leer ist, der Proceſs der Absorption auf der einen und der Gasabgabe auf der anderen Seite so lange vor sich geht, bis das Gas in beiden Räumen gleiche Spannung angenommen hat. Enthalten beide Räume anfangs zwei verschiedene Gase, so wird nach geschehener Diffusion auch in diesem Falle schlieſslich die Spannung jedes einzelnen Gases zu beiden Seiten der Scheidewand gleich seyn, wenn auch die Zeit, in welcher verschiedene Gase zu diesem Gleichgewichtszustande gelangen, für jedes Gas anders ist [1]). Viel mehr weifs man von der Diffusion der Gase durch solche absorbirende Substanzen, die nach Graham's Ansicht — wie davon weiter die Rede seyn wird — eine nirgends durchbrochene Structur haben. Diese Erscheinungen sind zum ersten Male vor etwa vierzig Jahren durch Mitchell [2]) am Kautschuck beobachtet worden. Er verfertigte aus den gewöhnlichen Kautschuckflaschen (durch das Erweichen im kalten Schwefeläther und Aufblasen) groſse ganz durchscheinende Ballons, füllte sie mit Wasserstoff und lieſs sie im Hörsaal aufsteigen. Die Wahrnehmung, dafs diese Ballons, nachdem sie mehrere Tage lang unter der Decke des Zimmers geschwebt hatten, sich wieder herabliefsen, veranlafste ihn die Sache näher zu untersuchen. Er fand, dafs verschiedene Gase mit ungleicher Geschwindigkeit durch die Kautschuckmembran gehen, wenn auf der einen Seite der Membran atmosphärische Luft ist. Von Kohlensäure tritt

1) Graham-Otto's Lehrbuch der Chemie, 1863, Bd. I, Abtheilung I, S. 188.

2) Zu meinem Bedauern stand mir die Abhandlung von Mitchell nicht zur Verfügung. Das, was hier angegeben, ist aus einem kurzen Referate von Hrn. Poggendorff (seine Ann. Bd. 28, S. 334 und 352) und aus der Abhandlung von Graham (Pogg. Ann. Bd. 129) entnommen worden.

in der Zeiteinheit eben so viel durch wie von Ammoniak in 0,18, von Schwefelwasserstoff in 0,45, von Cyan in 0,59, von Stickstoffoxydul in 1,18, von Arsenwasserstoff in 5, von ölbildendem Gas in 5,09, von Wasserstoff in 6,81, von Sauerstoff in 20,54 und von Kohlenoxyd in 29,1 Zeiteinheiten. Für Stickstoff fand er die betreffende Membram fast undurchdringlich [1]). Er zeigte auch, dafs diese Art der Diffusion der Gase in Verbindung mit deren Absorption durch Kautschuck steht. Es ist auch, wie es scheint, von ihm zuerst bemerkt worden, dafs diejenigen Gase, welche durch Druck leicht flüssig werden und im Allgemeinen auch im Wasser oder anderen Flüssigkeiten sehr löslich sind, am schnellsten diffundiren.

Versuche ganz ähnlicher Art sind später von Graham [2]) ausgeführt worden. Das Diffusiometer, mit welchem er experimentirte, bestand aus einer 1 Meter langen und 22 Mm. breiten Glasröhre, welche an einem Ende offen, am anderen durch eine dünne Gypsplatte verschlossen war. Eine Kautschuckmembran war über das mit Gyps verschlossene Ende gespannt, mit Draht festgebunden und mit flüssiger Guttapercha an das Glas festgekittet. Kehrte er diese mit Quecksilber gefüllte Röhre um und stellte das offene Ende in Quecksilber, so entstand im oberen Theil derselben ein Vacuum, in welches allmählich die atmosphärische Luft oder ein anderes zu untersuchendes Gas durch die Kautschuckmembran diffundirte und das Quecksilber zum Sinken brachte. Folgende Zeiten ergaben sich für das Einströmen eines gleichen Volumens verschiedener Gase:

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 550. Ich habe die von Mitchell angegebenen Zahlen hier so umgerechnet, dafs die Zeit, während der ein gegebenes Volumen der Kohlensäure durch die Membran diffundirt, gleich eins gesetzt ist.

2) Pogg. Ann. Bd. 129.

Kohlensäure	1
Wassersoff	2,470
Sauerstoff	5,316
Sumpfgas (CH^4)	6,326
Atm. Luft	11,850
Kohlenoxydgas	12,203
Stickstoff	13,585.

Die Bestandtheile der atmosphärischen Luft scheinen durch eine Kautschuckmembran nahe in demselben Verhältnifs in ein Vacuum getrieben zu werden, als die nämlichen Gase einzeln sie durchdringen [1]). Die sogenannte dialytische Trennung des Sauerstoffes von der atmosphärischen Luft ist eine Consequenz dieser Thatsache. Graham bemerkte ferner, dafs die Durchdringlichkeit des Kautschucks mit der Temperatur zunimmt, dagegen mit der Dicke der Kautschuckmembran abnimmt [2]).

Die Anschauung, die sich Graham von diesen Erscheinungen gebildet hat, ist folgende: Die Absorption des Gases durch Kautschuck müsse zunächst von einer Art chemischer Verwandtschaft abhängen, welche zwischen dem Gase und der Kautschucksubstanz bestehe, ähnlich der Anziehung, die zwischen einem löslichen Körper und seinem Lösungsmittel angenommen wird, und die Auflösung bedingt. Da die Kohlensäure im Aether und flüchtigen Oelen löslich ist, so werde sie von den Kohlenwasserstoffen des Kautschucks gelöst. Indem nun der Kautschuck von dem flüssig gewordenen Gase durchtränkt werde, gelange das letztere auf die andere Seite der Membran zur Verdampfung und erscheine dort wiederum in Gasform. Die oben angeführten relativen Zahlen für die Zeit des Durchganges lassen sich demnach auch so ansehen, als stellten sie annährend die relative Absorption und das Flüssigmachen der Gase durch die Kautschucksubstanz dar. Flüssigkeiten und Körper wie Kautschuck, die eine nirgends durchbrochene Structur haben sollen,

1) Pogg. Ann. Bd. 129, S. 562.
2) Ibid., S. 568 und 569.

bilden nach Graham's Anschauung, selbst wenn sie noch so dünn sind, für Gase, so lange letztere zu einer Flüssigkeit nicht geworden sind, eine undurchdringliche Scheidewand. Nur im flüssigen Zustande können Gase durch Flüssigkeiten und oben erwähnte Körper (denen Graham den Namen „Colloide" giebt) diffundiren [1]). Graham war geneigt eine ähnliche Anschauungsweise auch auf die von St. Claire Deville und Troost [2]) entdeckte und von ihm näher untersuchte Diffusion des Wasserstoffs durch metallische Scheidewände im Zustande der Rothgluth anzuwenden. Es schien ihm, dafs die Flüssigkeiten durch die Poren einer festen Masse leichter dringen können als Gase, denn Flüssigkeiten — wie er sich ausdrückt — „adhäriren oft an festen Körpern, wo die Gase sich durchaus abstofsend verhalten" [3]). Die verarbeiteten Metalle haben nach ihm Poren, durch welche Gase weder mit Hülfe von Druck, noch durch eigene Molecularbewegung gelangen können, wenn sie nicht zuerst flüssig geworden sind [4]).

Was die Diffusion der Gase durch Flüssigkeiten betrifft, so ist die zuerst von Draper [5]) und später von Marianini [6]) beobachtete Diffusion durch Seifenlamellen neulich von Franz Exner [7]) näher untersucht worden. Diese Diffusionserscheinung stellt den Fall der gleichzeitigen Bewegung zweier Gase in entgegengesetzten Richtungen durch ein absorbirendes Diaphragma dar, wobei der Gesammtdruck beider Gase auf beiden Seiten des Diaphragmas während des ganzen Versuches constant (dem Drucke der Atmosphäre gleich) bleibt. Er kommt zum Resultate, dafs die Diffusionsgeschwindigkeit der Gase dem Absorptions-

1) Pogg. Ann., Bd. 129, S. 555 und 557.
2) *Comptes rendus, T.* 57, *p.* 965.
3) Pogg. Ann., Bd. 129, S. 557.
4) Ibid., S. 604.
5) Pogg. Ann., Bd. 43, S. 88.
6) Pogg. Ann., Bd. 65.
7) Pogg. Ann., Bd. 155.

coëfficienten der Flüssigkeit für das betreffende Gas direct und der Quadratwurzel aus dem specifischen Gewichte dieses Gases verkehrt proportional ist. Er zieht daraus den Schlufs, dafs eine Seifenlamelle zu betrachten sey als eine poröse Wand von so geringer Dicke, dafs ihre Poren als Löcher in unendlich dünner Wand wirken.

Das Problem der Bewegung der Gase in absorbirenden Substanzen ist bis jetzt mathematisch nicht behandelt worden. Es ist nur vor einigen Jahren von Stefan im Anschlufs an seine Theorie der Diffusion der Gase durch nicht absorbirende Scheidewände bemerkt worden, dafs der Diffusionscoëfficient für absorbirende Substanzen mit dem Absorptionscoëfficienten steigen müsse, er werde jedoch nicht proportional mit diesem gehen, weil er andererseits in Folge des Bewegungswiderstandes auch nahe der Quadratwurzel aus dem specifischen Gewichte des Gases verkehrt proportional seyn werde [1]).

Aus dieser Uebersicht geht klar hervor, dafs so werthvoll diese sämmtlichen Untersuchungen sind, sie doch zur Auffindung eines allgemeinen Gesetzes in Bezug auf die Diffusion der Gase durch absorbirende Substanzen nicht geführt haben. Man begegnet hier keinem Gesetz, welches diese sämmtlichen Erscheinungen beherrschen würde. Diese Lücke auszufüllen, ist der Zweck dieser Untersuchung.

§. 2.

Da die Diffusion der Gase durch absorbirende Substanzen im hohen Grade von der Absorption der ersten durch letztere abhängig ist, so war von vornherein nicht unwahrscheinlich, dafs bei dieser Art der Diffusion ähnliche Gesetze gelten werden wie bei der Absorption. Für die Absorption gilt aber das Henry'sche Gesetz, dem zu Folge die von einer Flüssigkeit absorbirte Gasmenge — wenn man sie dem Gewichte nach oder als Volumen im Normalzustande (0° und 760 Mm.) mifst — dem Druck

1) Sitzungsber. der Wien. Akad. der Wissensch., Bd. 63 (1871).

des Gases auf die Flüssigkeit proportional ist. Es muſs also ein ähnliches Gesetz auch für die Diffusion gültig seyn. Und in der That ergaben die Versuche, die ich mit Kautschuck, Kohlensäure und Wasserstoff angestellt habe und von denen unten die Rede seyn wird, daſs die *Geschwindigkeit, mit welcher eine gegebene Gasmenge durch eine Kautschuckmembran diffundirt, dem Drucke des diffundirenden Gases auf die Membran proportional ist.* Nimmt man aber als Maaſs für die Diffusionsgeschwindigkeit die in der Zeiteinheit durch eine Kautschuckmembran diffundirende Gasmenge, so ist dieselbe dem Drucke des diffundirenden Gases auf die Membran proportional. Dieses Gesetz ist zwischen den Gränzen 740 bis 20 Mm. des wirksamen Druckes geprüft und als gültig gefunden worden.

Das Diffusiometer, welches ich mir construirte und zu diesen Versuchen benutzte, bestand aus einer 15 Ctm. langen Glasröhre *a* (Fig. 1, Taf. VIII) von 7,5 Mm. Durchmesser im Lichten. An diese Röhre wurde eine zweite *b* von 4,17 Mm. Durchmesser angeschmolzen. Die letztere — die eigentliche Diffusionsröhre — war mit einer Millimeterscala versehen. Die breitere Röhre *a* diente nur zur Aufnahme eines sehr empfindlichen auf einem Drähtchen befestigten Quecksilberthermometers *c*, an dem noch mit Sicherheit $\frac{1}{20}$ eines Grades abgelesen werden konnte. (Das Thermometer zeigte nur die Temperaturen zwischen 0 und 30° C.) Die breitere Röhre *a* wurde luftdicht in eine Messingfassung *d* mit Siegellack eingekittet. Die Form dieser Fassung ist am besten aus der Figur zu ersehen. Sie ist kreisförmig und hat einen glatt polirten Rand. Der äuſsere Durchmesser dieses Randes *ef* beträgt 60 Mm., der innere *gh* 50 Mm. Die Höhe des Randes von der oberen Fläche der Fassung an gemessen *ik* beträgt 1 Mm. Die Fassung ist an einer Stelle *l* durchbohrt, hat ein dünnes Ansatzrohr von Messing *m*, welches am Ende *n* sich erweitert und mit einem mit Siegellack luftdicht eingekitteten Glashahne *o* schlieſst. Die Fassung ist mittelst eines am Stative auf und nieder beweglichen Schrau-

benarmes *p* in verticaler Stellung befestigt. Damit der Schraubenarm sich möglichst leicht und sicher auf und nieder bewege, ist er mit einem Triebrade versehen, welches in eine an dem Stative angebrachte Zahnstange eingreift. Unten steht ein mit Quecksilber gefülltes Glasgefäfs *q*. Im Quecksilber steckt ein Thermometer *r*, um dessen Temperatur anzugeben.

Oben auf die Fassung wird ein Diaphragma *s* gelegt (in der Figur ist es nur punktirt angegeben). Dieses Diaphragma ist nichts anderes als ein rundes ebenes Stück Messingblech von 53 Mm. im Durchmesser, welches mehrere Hundert Löcher enthält. Der Durchmesser eines jeden Loches beträgt im Durchschnitt 1,25 bis 1,5 Mm. Die Dicke des Bleches, von welchem ein solches Diaphragma gemacht wird, beträgt etwa 0,4 Mm. In manchen Diaphragmen, die ich benutzte, waren diese Löcher herausgeschlagen. Wollte ich aber ein Diaphragma mit sehr viel Löchern dicht neben einander haben, so wurden sie mit dem Bohrer ausgebohrt. (Ein Diaphragma solcher Art hatte 788 Löcher.) Die etwaigen scharfen Kanten an den Rändern der Löcher wurden sorgfältig abgefeilt oder durch das Klopfen mit dem Holzhammer beseitigt.

Da die Art der Befestigung des Diaphragmas und der Membran für das Gelingen des Versuches von grofser Wichtigkeit ist, so will ich dieselbe etwas ausführlicher beschreiben. Zu diesem Zwecke soll als Erläuterung die Abbildung neben Fig. 1, Taf. VIII, welche ein Stück des Querschnittes durch Fassung, Diaphragma, Membran und Verkittung darstellt, dienen.

Die obere Fläche des Randes der Fassung bedeckt man zuerst mit einer sehr dünnen Schicht von Kitt aus weifsem Wachs und venetianischem Terpentin. Dann wird das Diaphragma mit nicht rufsender Gasflamme ein wenig erwärmt, auf die Fassung gelegt und dadurch in diese Kittschicht eingeschmolzen. Der Raum zwischen dem Rande des Diaphragmas und demjenigen der Fassung wird mit demselben Kitt mit Hülfe einer flachen Messer-

klinge, welche man mit nicht rufsender Gasflamme erwärmt, so ausgefüllt, dafs das Diaphragma und Kitt eine ununterbrochene Fläche bilden, wie dies auf der Abbildung, wo der Kitt schwarz gezeichnet, leicht zu sehen ist.

Die Kautschuckmembran, mit welcher ich experimentirte, war die feinste, die überhaupt im Handel vorkommt. Wenn man sie, ohne sie gespannt zu haben, auf weifses Papier legt, so ist sie so durchsichtig, dafs man durch sie nicht nur das Gedruckte, sondern auch die feinsten Striche einer Bleizeichnung leicht sieht. Sie verdunkelt das Papier nicht mehr als ein sehr durchsichtiger Firnifsanstrich.

Eine solche Membran wird über das Diaphragma gespannt [1]), mit einem Bindfaden zweimal umgebunden, und nachher mit flüssig gewordenem Kitt aus gelbem Bienenwachs und Colophonium, wie aus der Abbildung zu ersehen ist, verkittet. Eine solche Verkittung hat sich als vollkommen luftdicht erwiesen.

Die Kautschuckmembran, die ich benutzte, ist für die atmosphärische Luft, wenn der Ueberdruck auf der einen Seite der Membran etwa 25 Mm. beträgt, so wenig durchdringlich, dafs man sie, wenn der gleich zu beschreibende Versuch nur eine Stunde dauert, als für die Luft so gut wie undurchdringlich betrachten kann. So ist es möglich mit Leichtigkeit zu prüfen, ob das Diffusiometer luftdicht sey oder nicht. Man hat dazu nur nöthig die Diffusionsröhre beim geöffneten Hahn *o* auf dem Stative so weit zu senken, bis die Röhre einige Centimeter tief im Quecksilber steht. Dann wird beim geschlossenen Hahn die Röhre so lange gehoben, dafs das Quecksilber, in Folge des verminderten Druckes in derselben, etwa 25 Mm. höher steht als im Glasgefäfse *q*. Jetzt läfst man den Apparat eine Stunde lang stehen. Sinkt das Quecksilber

1) Die Dicke der gespannten Membran betrug — unter der Voraussetzung, dafs das specifische Gewicht des Kautschucks = 0,93 ist (vgl. Wurtz, *Dictionnaire de chimie, tome I, p.* 727) — nur 0,034 Mm.

nicht — vorausgesetzt, daſs die Temperatur und der Barometerstand unverändert geblieben sind — so kann man sicher seyn, daſs der Apparat luftdicht ist. Zwischen dem Diffusiometer und dem Beobachter befindet sich eine groſse dicke Glastafel, die den Apparat vor Wärmestrahlung schützt.

Die Kohlensäure wurde aus reinem doppeltkohlensaurem Natron und reiner sehr verdünnten Schwefelsäure entwickelt, beim Durchgehen durch eine Wasserflasche gewaschen und dann in drei mit Glasperlen gefüllten Röhren getrocknet. Die Perlen waren mit reiner concentrirter Schwefelsäure benetzt.

Neben dem Diffusiometer stand eine Secundenuhr, die zur Bestimmung der Dauer des Versuches diente.

Ich suchte mich vor Allem zu versichern, ob die Substanzen, welche ich zur Verkittung benutzte, Kohlensäure nicht merklich absorbiren. Eine frisch gegossene Stange vom Kitt aus Wachs und Calophonium, welche 22 Ctm. lang war und 6 Ctm. im Umfang hatte, wurde in eine nur wenig breitere Glasröhre, die mit zwei Glashähnen an beiden Enden verschlieſsbar und mit einem offenen Quecksilbermanometer versehen war, gebracht. Dann wurde die Röhre mit Kohlensäure gefüllt. Die etwaige Absorption dieses Gases durch die Stange würde sich gleich am Stande des Quecksilbers im Manometer erkennen lassen. Es ergab sich, daſs diese Stange mit einer so beträchtlichen Oberfläche binnen 24 Stunden nur sehr wenig Kohlensäure absorbirt hat, so daſs bei meinen Versuchen die etwaige Absorption der Kohlensäure durch die Verkittung vollständig auſser Acht gelassen werden konnte.

§. 3.

Der im vorigen §. beschriebene Apparat kann auf zweifache Weise benutzt werden. Man kann mit seiner Hülfe entweder die Geschwindigkeit messen, mit welcher eine gegebene Gasmenge bei verschiedenen Drucken durch die Kautschuckmembran diffundirt, oder man kann die

Gasmenge messen, welche in beliebiger Zeiteinheit bei diesen Drucken durch die Membran geht.

Ich wählte für meine Versuche die erste Art der Benutzung des Apparates, und dem entsprechend bestand die Beobachtungsmethode in Folgendem:

Ich stellte die Diffusionsröhre zuerst so, dafs ihr unteres Ende von dem Niveau des Quecksilbers im Glasgefäfse nur um etwa 1 Mm. entfernt war. Jetzt wurde der Hahn *o* aufgemacht und auf sein Ende der Kautschuckschlauch vom Kohlensäureentwicklungsapparate aufgesetzt. Das Gas verbreitete sich durch die Röhre *m*, trieb die atmosphärische Luft weg und füllte allmählich den ganzen inneren Räum des Diffusiometers. Ist dies geschehen, so senkte ich die Diffusionsröhre in das Quecksilber so tief, dafs das Quecksilberniveau im Glasgefäfse beim Striche 10 der Scala [1]) zu stehen kam, sperrte den Hahn, nahm den Kautschuckschlauch ab und glich den Druck der Kohlensäure im Diffusiometer mit dem Drucke der Atmosphäre durch das einmalige Umdrehen des Hahnes, wobei etwas Kohlensäure heraustrat, aus. Jetzt wartete ich, bis in Folge der Diffusion der Kohlensäure durch die Membran das Quecksilber in der Röhre so weit gestiegen war, dafs es den Strich 25 der Scala erreichte. In diesem Augenblicke war im Diffusiometer eine gewisse Menge Kohlensäure unter dem Drucke $b - 15$ Mm. (Capillardepression und die Höhe des Meniscus nicht inbegriffen), wobei *b* den Barometerstand bedeutet. Nun wurde die Zeit bestimmt, in welcher die Quecksilbersäule in der Röhre bis zum Strich 35 gestiegen war. Dieser Versuch, welcher durchschnittlich nur $1\frac{1}{2}$ Minute dauerte, wurde sofort einige Mal nacheinander wiederholt, um zu sehen wie grofs die Beobachtungsfehler sind. Der Kürze wegen, werde ich diese Versuche „Versuche der ersten Art“ nennen [2]).

1) Die Scala der Diffusionsröhre ging von unten nach oben und zwar von 0 an.

2) Wie bereits im §. 2 erwähnt, war die Membran beim Ueberdruck der atmosphärischen Luft von etwa 25 Mm. (d. h. wenn der *wirksame*

Dann stellte ich sofort den Versuch „zweiter Art“ auf folgende Weise dar: Auf die Fassung wurde ein Glaskolben *a* (Abbildung) mit abgesprengtem Boden so gelegt, dafs er nicht auf der Membran, sondern auf der Verkittung stand, und mittelst Kitt aus Wachs und venetianischem Terpentin, den man durch Kneten weich gemacht hat, angekittet. Diese Verkittung braucht übrigens nicht luftdicht zu seyn. Der Kolben ist mit einem Kork mit zwei Löchern verschlossen. Durch das eine Loch geht ein dünnes Glasrohr *c*, welches am untern Ende nach oben umgebogen ist. Dieses Rohr wurde mittelst Kautschuckschlauch mit dem Kohlensäureentwicklungsapparate verbunden, aus dem das Gas in den Kolben und aus demselben durch das zweite Loch in die atmosphärische Luft strömte. Es war somit in diesem Falle auf der äufseren Seite der Membran statt atmosphärischer Luft Kohlensäure unter dem Druck $= b$, wenn b den Barometerstand bezeichnet. Das Diffusiometer wurde auch mit Kohlensäure gefüllt und die Diffusionsröhre so eingestellt, dafs das Quecksilberniveau im Glasgefäfse beim Striche 10 der Scala stand und die Quecksilbersäule in der Röhre bis etwa zum Striche 37 reichte. Da der Druck der Kohlensäure auf der äufseren Seite der Membran gröfser als in dem Diffusiometer war, diffundirte jetzt das Glas vom Kolben in die Diffusionsröhre hinein. Ich wartete bis in Folge dieser Diffusion das Quecksilber in der Röhre so weit sank, dafs der Rand der Quecksilbersäule beim Striche 35 der Scale stand. In diesem Augenblicke war im Diffusiometer eine gewisse Menge Kohlensäure unter dem Drucke $b - 25$ Mm. (Capillardepression und die Höhe des Me-

Druck dieses Gasgemisches auf die Membran 25 Mm. betrug) für dieses Gemisch während einer Stunde so gut wie undurchdringlich. Bei den Versuchen der ersten Art betrug aber der wirksame Druck der atmosphärischen Luft auf die äufsere Seite der Membran etwa 760 Mm. Es wird unten im §. 6 gezeigt werden, dafs die Membran auch bei diesem wirksamen Druck der Luft, *wenn der Versuch der ersten Art nur* 1½ *Minuten gedauert hat*, für die Luft so wenig durchdringlich war, dafs ich sie ohne merklichen Fehler zu begehen als *vollständig* undurchdringlich betrachten konnte.

niscus nicht inbegriffen), also, wenn der Barometerstand und die Temperatur unverändert geblieben sind, genau dieselbe Menge Kohlensäure wie zu Ende des vorhergehenden Versuches erster Art. Es wurde jetzt die Zeit bestimmt, in welcher die Quecksilbersäule in der Röhre bis zum Striche 25 sank. Aenderten sich also der Barometerstand und die Temperatur nicht, so war während dieses umgekehrten Versuches eben soviel Kohlensäure in die Röhre hinein wie im ersten Versuche herausdiffundirt. Dieser umgekehrte Versuch dauerte länger als $\frac{3}{4}$ Stunde.

Nach Beendigung dieses Versuches entfernte ich vorsichtig den Kolben ohne die Verkittung der Membran zu beschädigen und stellte sofort den Versuch erster Art zur Controle an.

Da die heraus und die hinein diffundirenden Mengen Kohlensäure gleich grofs sind, so sind die Diffusionsgeschwindigkeiten der Dauer der Versuche umgekehrt proportional.

Die Membran ändert während des Versuches ein wenig ihre Spannung, die von der Differenz des Gesammtdruckes auf beiden Seiten der Membran abhängig ist. Am Anfang des Versuches erster Art steht die Membran unter dem Ueberdruck von 15 Mm., welcher continuirlich wächst und am Ende des Versuches 25 Mm. erreicht. Beim Versuche zweiter Art beträgt der Ueberdruck zuerst 25 Mm. und dann nimmt er successive bis auf 15 Mm. ab. Die Membran erfährt also während beider Versuche dieselbe Reihenfolge der Spannungsänderungen, nur ist die Ordnung derselben umgekehrt. Mag somit die Diffusionsgeschwindigkeit von der Spannung der Membrane in irgend einer Weise abhängen, so ist man doch berechtigt die Endresultate beider Versuche mit einander zu vergleichen [1]).

1) Die Gasmenge, welche in gegebener Zeiteinheit heraus oder herein diffundirt, hängt von der Spannung der Membran ab, weil mit der Zunahme des Ueberdruckes die Membran in die Löcher des Diaphragmas hineingedrückt wird. In Folge dessen vergröfsert sich die Diffusionsfläche, die Membran wird dabei dünner und daher diffundirt auch eine gröfsere Gasmenge.

Die Niveauänderungen des Quecksilbers im Glasgefäfse waren wegen der Breite des Gefäfses (98 Mm. im Durchmesser) zu vernachlässigen.

§. 4.

So einfach der hier beschriebene Apparat ist und die Beobschtungsmethode, so schwierig sind die Versuche. Die Schwierigkeiten sind zweifacher Art.

Erstens haben selbst kleine Temperaturänderungen bedeutenden Einfluſs auf die Dauer der Versuche, da die Diffusionsgeschwindigkeit der Gase durch Kautschuck in hohem Grade von der Temperatur abhängig ist. Zum Beweise dafür lasse ich hier nachstehende Tabelle folgen.

Die erste Columne enthält das Datum des Versuches; die zweite die Dauer der Versuche erster Art in Secunden (eine Secunde der Uhr war gleich 0,84 mittlerer Secunde). Die dritte Columne enthält die Temperatur in der Diffusionsröhre am Anfang und die vierte am Ende des Versuches. Die fünfte und die sechste Columne enthalten den nicht reducirten Barometerstand und die Temperatur am Thermometer des Barometers. Alle diese Versuche sind mit einer und derselben Membran gemacht und aus einer Beobachtungsreihe entnommen worden, die unten vollständig angeführt werden wird. Diese Zusammenstellung ist nur der Uebersichtlichkeit wegen gemacht.

Tabelle I.

Datum	Secunden	Temperatur am Anfang des Versuches	Temperatur am Ende des Versuches	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer
4 Januar	92	15	15,05		
	91	15,1	15,1		
	89	15,1	15,15	759,5	15
	92	15,1	15,1		
	91	15	15		
5. Januar	84	17,025	17,025		
	84	17,1			
	83	17,1		764	15,9
	84	16,925	16,9		
5. Januar	86	16,225	16,3		
	85,5	16,3	16,4	764,8	14,9
	85,5	16,4	16,4		
6. Januar	90,5	15,05	15,2	762	14
6. Januar	85,5	15,95	16		
	87	15,95	15,95		
	85	16	16		
				759	14,8
6. Januar	86	16	16		
	88,5	15,45	15,425		
	87,5	15,4	15,4		
7. Januar	90	15,2	15,1		
	90	15	15,1		
				755	14
7. Januar	90,5	14,7	14,6		
	91,5	14,6	14,6		
8. Januar	90	15,2			
	89,5		15,3	754	14,1
8. Januar	89	15,35			
9. Januar	100	14,4		751	12,6
9. Januar	104	12,75	12,9		
	103	13,4	13,4	751	12,4
9. Januar	110	11,8			
	107	12,3	12,3	752	11,8
10. Januar	92	15	15,05		
	92	15,2		758	14
	92	15,1			

Die Unterbrechung zwischen den einzelnen Versuchen bedeuten, dafs zwischen denselben entweder andere Versuche mit der Membran angestellt worden sind, oder dafs zwischen denselben längere Zeit verstrichen ist.

Nun liefs ich am 11. Januar Abends das Zimmer stark heizen. Der nicht reducirte Barometerstand war 759,5, die Temperatur am Barometer im Augenblicke dieser Ablesung 24°,2. In folgender Tabelle, die auch nur Versuche erster Art enthält, sind angegeben: in der ersten Columne die Dauer der Versuche in Secunden; in der zweiten und dritten die Temperatur in der Diffusionsröhre am Anfang und am Ende des Versuches; in der vierten die Temperatur des Quecksilbers im Glasgefäfse; in der fünften die Temperatur der Luft an einem Thermometer, welches dicht neben dem Diffusiometer auf der gleichen Höhe mit dem Thermometer in der Diffusionsröhre hing.

Tabelle II.

Secunden	Temperatur in der Röhre		Temperatur des Quecksilbers	Temperatur der Luft
	am Anfang des Versuches	am Ende des Versuches		
50	29,8	29,8	21,2	25,8
50	29,25	29	21,8	25,8
51,5	28	27,7	22,4	24,8
53	26,9	26,7	22,4	24,1
54	26,3	26,1	22,6	23,7
56,5	25,6	24,45	22,7	23,3
57	25,2	25	22,6	23,8
58	24,7	24,575		

Die nachstehende Tabelle, die auf dieselbe Weise wie die Tabelle I zusammengestellt worden ist, enthält die Versuche, die im Laufe folgender Tage gemacht wurden:

Tabelle III.

Datum	Secunden	Temperatur am Anfang des Versuches	Temperatur am Ende des Versuches	Barometerstand	Temperatur am Barometer
12. Januar	99	13,9	14,1	758	12
	93	15,1	15,1		13,7
13. Januar	102	13,205	13,205	751,5	12,2
	101	13,3	13,3		

Die zweite Schwierigkeit der Versuche besteht darin, dafs das Quecksilber, wenn es auch noch so rein [1]) ist, in der Diffusionsröhre nicht ganz continuirlich sinkt und steigt. Dies rührt hauptsächlich daher, dafs die Membran für sehr kleine Druckänderungen nachgiebiger ist als die Quecksilbersäule in der Diffusionsröhre.

Diese Schwierigkeit tritt besonders bei den Versuchen zweiter Art hervor. Es ist schon an und für sich sehr schwer mit grofser Schärfe den Anfang und das Ende einer Erscheinung zu notiren, wenn sie so langsam vor sich geht, wie das Sinken einer Quecksilbersäule auf 10 Mm. binnen mehr als $\frac{3}{4}$ Stunde. Dazu gesellt sich noch die Discontinuität im Sinken des Quecksilbers. Nimmt nämlich der Druck des Gases in der Diffusionsröhre zu, so wird die Membran, wenn auch unmerklich, sich nach aufsen wölben, dann wird der Meniscus der Quecksilbersäule allmählich sich abflachen, bis schliefslich die Kräfte, in Folge deren das Quecksilber am Glase haftet, überwunden werden, und der Rand der Quecksilbersäule plötzlich zum Sinken gebracht wird. Dieses stofsweise Sinken des Quecksilberrandes kann unter Umständen $\frac{1}{4}$ eines Millimeters betragen und eine solche Senkung entstellt, wenn sie während eines Versuches geschieht, seine Dauer sogar um 2,5 — 3 Proc.

1) Das Quecksilber, welches ich benutzte, wurde täglich oft zweimal filtrirt.

§. 5.

Im Nachstehenden sind die Zahlen angeführt, aus denen das Abhängigkeitsgesetz der Diffusionsgeschwindigkeit vom Druck sich ableiten läfst. Ich führe hier nur eine Reihe von Versuchen an, die mit einer und derselben Membran gemacht worden sind. Die Zahlen, die ich bereits oben zum Beweise der Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von der Temperatur angegeben habe, sind aus dieser Reihe entnommen worden. Ich habe meistens, nicht nur den Anfang und das Ende des Versuches, sondern auch den Augenblick notirt, in welchem der Rand der Quecksilbersäule die Mitte des zu durchlaufenden Raumes passirte.

Ich mufs hier noch Folgendes bemerken. Die Dauer des Versuches hängt unter sonst gleichen Umständen vom Volumen ab, welches das Gas anfangs im Diffusiometer einnimmt. Ist einmal das Volumen V und andermal das Volumen V', so verhält sich die Dauer der Versuche unter sonst gleichen Umständen wie diese Volumina. Dem entsprechend mufste bei den Versuchen, die nicht an einer und derselben Stelle der Diffusionsröhre gemacht wurden, die beobachtete Dauer des Versuches auf folgende Weise corrigirt werden. Das ganze Diffusiometer wurde mit Wasser gefüllt und durch Wägung das Volumen ermittelt, welches das Gas im Diffusiometer einnimmt wenn die Quecksilbersäule beim Striche 25 steht. Es sey dieses Volumen $= V$. Dann wurde das Volumen eines Theils der Diffusionsröhre, welcher 1 Mm. lang ist, bestimmt. Es sey $= v$ [1]). Stand nun z. B. die Quecksilbersäule am Anfang des Versuches erster Art beim Striche 75 [2]), so

1) V fafste 10,727 Grm. destillirten Wassers von 18°,4 C., v fafste 0,01363 Gr.; folglich fafste das Volumen, wenn die Quecksilbersäule beim Striche 35 stand, $10{,}727 - 10 \times 0{,}01363 = 10{,}5907$ Gramm Wasser von derselben Temperatur.

2) Das Quecksilberniveau stand im Glasgefäfse in diesem Falle beim Striche 60.

war das ursprüngliche Gasvolumen $V - 50v$. Wäre also dieser Versuch beim Striche 25 angestellt, so würde seine Dauer um $\frac{V}{V-50v}$ gröfser seyn. Die Dauer der Versuche, die nicht beim Striche 25 resp. 35 angestellt wurden, und in den nachstehenden Tabellen angeführt sind, mufs dem entsprechend mit dem Factor multiplicirt werden, welcher in der Columne „Correction“ steht.

(Hier folgen die Tabellen IV bis IX.)

§. 6.

Die im vorigen Paragraphen gemachte Ableitung der Beziehung zwischen der Diffusionsgeschwindigkeit und dem Drucke des diffundirenden Gases setzt voraus, dafs bei den Versuchen erster Art nur die Diffusion der Kohlensäure aus der Diffusionsröhre nach aufsen statt fand, und dafs während der Dauer eines jeden Versuches durch die Membran in die Diffusionsröhre keine merkliche Luftmenge hinein diffundirte.

Dieſs läfst sich auf mehrfache Weise nachweisen.

Der erste Beweis besteht im Folgenden. Ich habe bereits in §. 2 erwähnt, dafs die von mir benutzte Membran für die atmosphärische Luft — wenn der Ueberdruck etwa 25 Mm. betrug — während einer Stunde so gut wie undurchdringlich war.

Ich stellte jetzt das Diffusiometer so, dafs die Quecksilbersäule in der Diffusionsröhre 20 Mm. betrug, und wartete so lange, bis sie um einen meſsbaren Betrag sank. Nachstehende Zahlen liefern Ergebnisse dieser Versuche, die am 15. und 16. Januar angestellt wurden.

Tabelle X.

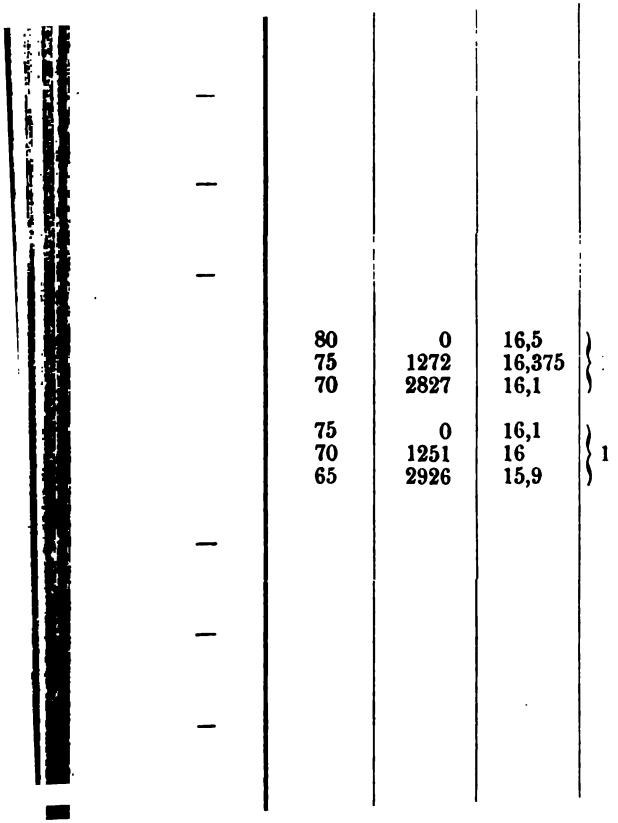
Nummer des Versuches	Stand des Randes der Quecksilbersäule in der Diffusionsröhre	Stand des Quecksilberniveau im Glasgefäfse	Temperatur in der Diffusionsröhre	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer	Zeit in Secunden
1	100,4	79,8	15,2	764	14,2	0
	99	79,8	14,8	764	13,7	16581
2	35,4	15	14,4	767	13,6	0
	35,8	15	12,8	767	12	12216
	30,4	15	12,2	766	11,2	62100
3	31,6	11	14,0	765,5	13,9	0
	31,8	11	12,5	765,5	11,6	4574
	31,9	11	11,4	765,5	10,8	18295
	25	11	10,7	764	9,6	78899

Zu

N zwe ter Art

V Zeit	Tempe-ratur	Correc-tion	Corrigirte Dauer
0 .320 2900	15,4 15,175 15	1,047	3036,3
0 .361 3320	14,7 14,825 14,6	1,04	3452,8

= 738. Für den Versuch No. 5
ke $\left(\frac{25+15}{2} - 0{,}8\right) = 20{,}8$ Mm. [1]).
de ke ist 35,4, das der Geschwin-
als Nichtübereinstimmung ist dem
rei fs die Temperatur am Anfang
Co t um 0°,3 höher war. Das
Ca igkeiten der Versuche No. 7
7 und 9 liefern 36,9. Das
zu 56.
ist nken war 0,5, die Depression 0,3 Mm.;



80	0	16,5	
75	1272	16,375	
70	2827	16,1	
75	0	16,1	
70	1251	16	1
65	2926	15,9	

zwe er Art

Zeit	Tempe-ratur	Correc-tion	Corrigirte Dauer
0	16,175		
1335	15,7	1,1147	3331
2988	15,405		

2) Das Verhältniss der Drucke 3:

Luftmenge in das Diffusiometer hineindiffundiren, in Folge dessen der Druck der Kohlensäure in der Diffusionsröhre

	zweiter Art				
girte ıer ı ıden	Stand	Zeit	Tempe-ratur	Correc-tion	Corrigirte Dauer
—					
—					
	95	0	15,6		
	90	1350	15,3	1,083	3135
	85	2895	15,3		
—					
—					
—					
	35	0	17,8		
	30	1423	17,3	—	—
	25	3075	17,225		
—					

rhältnifs der Geschwindigkeiten = 36,1. Das Verhältniss der ıchen 36,28.

Da also, wie aus No. 1 zu ersehen ist, die Quecksilbersäule beim wirksamen Drucke der Luft von 20,7 Mm. nach 16581 Secunden um 1,4 Mm. gefallen ist, so würde sie in derselben Zeit, beim Drucke von 760 Mm. und bei *derselben Spannung der Membrane*, um $1{,}4 \times \frac{760}{20{,}7} = 51{,}4$ Mm. fallen. Der Versuch erster Art vom 6. Januar (siehe Tab. I), angestellt bei $b = 762$ (Temp. $= 14$) und bei der Temperatur 15,05 bis 15,2, dauerte aber nur 90,5 Secunden, somit konnte die Quecksilbersäule in Folge der eventuell hinein diffundirenden Luft nur um $\frac{90{,}5}{16581} \times 51{,}4 = 0{,}28$ eines Millimeters sinken. Nun aber konnte so viel Luft nicht hineindiffundiren, und zwar aus dem Grunde, weil die herausdiffundirende Kohlensäure auf der der Luft zugekehrten Seite der Membran höchst wahrscheinlich eine wenn auch noch so dünne Schicht bildet, die noch keine Zeit gehabt hat in der atmosphärischen Luft durch freie Diffusion sich zu zerstreuen. Dem zu Folge mufs der Partialdruck der atmosphärischen Luft in unmittelbarer Nähe der Membran *bedeutend kleiner* als 760 Millimeter seyn.

Den zweiten Beweis liefern nachstehende Versuche. Ich füllte die Diffusionsröhre mit Kohlensäure, stellte dieselbe so, dafs das Quecksilberniveau im Glasgefäfse beim Striche 10 stand, und machte durch Umdrehen des Hahnes den Druck der Kohlensäure im Diffusiometer dem Drucke der Atmosphäre gleich. Der Augenblick der Hahnumdrehung wurde notirt, sodann die Zeit bestimmt, in welcher die Quecksilbersäule zuerst den Strich 25 (dazu waren 3 bis 5 Minuten nothwendig) und nachher den Strich 35 erreichte. Der Versuch erster Art wurde also erst dann angestellt, nachdem die Membran dem wirksamen Drucke der Luft von 760 Mm. 3 bis 5 Minuten lang ausgesetzt war. Wäre die Membran für die Luft merklich durchdringlich, so müfste während dieser Zeit eine gewisse Luftmenge in das Diffusiometer hineindiffundiren, in Folge dessen der Druck der Kohlensäure in der Diffusionsröhre

kleiner werden, und daher die Dauer des Versuches beträchtlich länger ausfallen als in dem Falle, wenn vor dem Versuche die Membran der Einwirkung der Luft nur etwa $\frac{3}{4}$ einer Minute ausgesetzt gewesen wäre. Wurde nämlich die Diffusionsröhre so tief ins Quecksilber hineingesenkt, dafs das Quecksilberniveau im Glasgefäfse im Augenblicke der Hahnumdrehung beim Striche 50 stand, so war — nachdem die Röhre jetzt so weit gehoben wurde, dafs das Quecksilberniveau im Glasgefäfse wieder beim Striche 10 stand — die Quecksilbersäule bereits beim Striche 20,5. Ich brauchte also nur wenige Secunden zu warten bis sie den Strich 25 erreichte, um dann die Dauer des Versuches erster Art zu bestimmen. Es ergab sich keine merkliche Dauerdifferenz, woraus folgt, dafs die Luftmenge, die binnen des Versuches erster Art in das Diffusiometer hineindiffundirt, verschwindend klein ist. Zum Beweise dessen führe ich folgende Tabelle an.

Tabelle XI.

Versuche erster Art.

Nummer des Versuches	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer	Quecksilber steigt vom Quecksilberniveau im Glasgefäfse auf.			Quecksilber steigt vom Striche 20,5 auf.		
			Die Zeit von der Hahnumdrehung bis zum Anfang des Versuches in Secunden	Die Dauer des Versuches erster Art in Secunden	Temperatur in der Diffusionsröhre	Zeit	Dauer	Temperatur
1	763,5	12,6	225	105	14,25			
2						50	105,5	14,375
3			224	104	14,4			
4						47,5	103,5	14,4
5			223	104	14,4			
6						49	104	11,35
7	764,5	12,6	359	111	13,8			
8			235	109	14			
9			233	108	14,065			
10						53	106,5	14,175
11						58	104,5	14,2
12			349	105	14,3			
13			463	105,5	14,2			

§. 7.

Wenn das obige Gesetz richtig ist, so muſs es auch für Gasgemische gültig seyn, vorausgesetzt, daſs die Gase, die das Gemisch im Diffusiometer bilden, sich beständig so schnell mit einander mischen, daſs das Gemisch im Diffusiometer in jedem Augenblicke als in allen seinen Theilen vollständig gleichartig betrachtet werden kann. Die Geschwindigkeit mit welcher ein solches Gasgemisch durch die Membran diffundirt, muſs gleich seyn der Summe aus den Producten der Partialdrucke der einzelnen Bestandtheile dieses Gemisches und deren Diffusionsgeschwindigkeiten, was auch die Versuche, die ich angestellt, bestätigt haben.

Zur Darstellung eines Gasgemisches benutzte ich Kohlensäure und Wasserstoff. Der letztere wurde aus chemisch reinem Zink und reiner sehr verdünnter Schwefelsäure dargestellt. Er wurde gewaschen und getrocknet ganz so wie die Kohlensäure. Die zahlreichen Versuche erster Art, angestellt mit Wasserstoff, zeigten, daſs die Dauer des Versuches 3,6 Mal gröſser ist als mit Kohlensäure, und zwar scheint das Verhältniſs der Diffusionsgeschwindigkeiten dieser beiden Gase von der Temperatur und dem Barometerstand ganz unabhängig zu seyn.

Das Gasgemisch wurde in einer Glasglocke von 2 Liter Inhalt, welche oben mit einem Hahn versehen war und ins Quecksilber bis zum Hahn eingetaucht werden konnte, bereitet. Die Glocke wurde zur Hälfte mit Kohlensäure, zur Hälfte mit Wasserstoff gefüllt. Nach 3 bis 4 Stunden nachdem man sicher seyn konnte, daſs die Gase in der Glocke durch freie Diffusion sich vollständig gemischt haben, wurden zuerst zwei Versuche erster Art mit Kohlensäure angestellt um die Diffusionsgeschwindigkeit dieses Gases bei der Temperatur und dem Barometerstande, welche in diesem Augenblicke waren, zu bestimmen. Dann wurde Kohlensäure aus dem Diffusiometer mit Hülfe der

Luft weggetrieben und das Gasgemisch aus der Glocke durch das Diffusiometer durchgelassen. Die zubereitete Menge des Gemisches reichte für zweimalige Füllung des Diffusiometers vollständig aus. Es wurden also zwei Versuche erster Art mit Gasgemisch gemacht, dann zur Controle ein Versuch erster Art mit Kohlensäure. Das Gasgemisch in der Glocke wurde jedesmal zweimal analysirt, indem ich Kohlensäure in Eudiometerrohr durch Kali absorbiren liefs.

Tabelle XII.

Nummer des Versuches	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer	Kohlensäure.			Gasgemisch.		
			Stand der Quecksilbersäule	Zeit in Secunden	Temperatur in der Diffusionsröhre	Stand	Zeit	Temperatur
	768	12,6	25	0	13,775			
1			30	55				
			35	108,5	13,8			
			25	0	13,9			
2			30	54				
			35	107	13,925			
						25	0	14,025
3						30	87	
						35	166	14,05
						25	0	14,08
4						30	87	
						35	162	14,1

Mittelwerth von zwei Analysen gab an:

Wasserstoff 48,065 Proc.

Kohlensäure 51,935 „

100,000 Proc.

Der Partialdruck der Kohlensäure betrug also $\frac{51{,}935}{100}$, der des Wasserstoffes $\frac{48{,}065}{100}$ vom Gesammtdrucke des Gasgemisches. Es sey die Dauer des Versuches mit Kohlensäure allein a, dann ist die Dauer des Versuches mit Wasserstoff allein $3{,}6 \times a$. Die Diffusionsgeschwindigkeit der Kohlensäure ist dann $\frac{1}{a}$, die des Wasserstoffes $\frac{1}{3{,}6\,a}$ und somit die Diffusionsgeschwindigkeit des Gemisches

$$v = p \cdot \frac{1}{a} + p' \cdot \frac{1}{3{,}6 \cdot a} = \frac{1}{a}\left(p + \frac{p'}{3{,}6}\right) \quad . \quad (1),$$

wenn p den Partialdruck der Kohlensäure und p' den des Wasserstoffes im Gasgemische bedeutet. Nun war a im Versuche No. 2, welcher, was die Temperatur anbelangt, den Versuchen No. 3 und 4 am nächsten steht, gleich 107 Secunden. Setzt man diesen Werth in den Ausdruck (I) und die oben angegebenen Werthe von p und p', so bekommt man

$$v = 0{,}006101.$$

Aus dem Versuch No. 3 folgt aber

$$v = \frac{1}{166} = 0{,}006024$$

und aus dem Versuch No. 4

$$v = \frac{1}{162} = 0{,}006172.$$

Tabelle XIII.

Nummer des Versuches	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer	Kohlensäure.			Gasgemisch.		
			Stand der Quecksilbersäule	Zeit in Secunden	Temperatur in der Diffusionsröhre	Stand	Zeit	Temperatur
	767	15,4	25	0	16,55			
5			30	48,5				
			35	96,5	16,575			
			25	0	16,65			
6			30	48,5				
			35	94	16,7			
						25	0	16,6
7						30	80	
						35	153	16,62
						25	0	16,7
8						30	79	
						35	150	16,7
			25	0	16,75			
9			30	47,5				
			35	93,5	16,75			
			25	0	16,75			
10			30	48				
			35	95	16,75			

Mittelwerth von zwei Analysen gab an:

Wasserstoff	49,115
Kohlensäure	50,885
	100,000.

Der Partialdruck der Kohlensäure war also $\frac{50,885}{100}$, der des Wasserstoffes $\frac{49,065}{100}$ vom Gesammtdrucke des Gasgemisches. Die Versuche No. 5, 6, 9 und 10 liefern in Mittel für a 94,75 Secunden. Setzt man diese Werthe in (1) ein, so bekommt man

$$v = 0,00681.$$

Aus dem Versuch No. 7 ergiebt sich

$$v = \frac{1}{153} = 0{,}006536$$

und aus dem Versuch No. 8

$$v = \frac{1}{150} = 0{,}006666.$$

Tabelle XIV.

Nummer des Versuches	Nicht reducirter Barometerstand	Temperatur am Barometer	Kohlensäure. Stand der Quecksilbersäule	Kohlensäure. Zeit in Secunden	Kohlensäure. Temperatur in der Diffusionsröhre	Gasgemisch. Stand	Gasgemisch. Zeit	Gasgemisch. Temperatur
	762,5	15	25	0	16,4			
11			30	58				
			35	100	16,475			
			25	0	16,55			
12			30	51				
			35	99	16,6			
						25	0	16,625
13						30	78	
						35	151	16,625
						25	0	16,725
14						30	77	
						30	149	16,775
			25	0	16,8			
15			30	50				
			35	96,5	16,8			
			25	0	16,8			
16			30	51				
			35	96,5	16,825			

Im Gasgemisch waren 46,26 Proc. Wasserstoff und 53,74 Proc. Kohlensäure. Mit der Benutzung der Werthe von a aus den Versuchen No. 15 und 16 findet man durch Berechnung

$$v = 0{,}006900.$$

Die Berechnung mit Hülfe des Versuches No. 12 liefert

$$v = 0{,}006726.$$

Aus dem Versuche No. 13 ergiebt sich aber

$$v = \frac{1}{151} = 0{,}006622$$

und aus dem Versuche No. 14

$$v = \frac{1}{149} = 0{,}006711.$$

Nicht ein so befriedigendes Resultat lieferten Versuche mit einem Gasgemisch, welches aus der atmosphärischen Luft und Kohlensäure bestand. In folgenden Versuchen bestand das Gemisch aus 51,50 Proc. Kohlensäure und 48,50 Proc. Luft. Der nicht reducirte Barometerstand war 762,5, die Temperatur des Thermometers am Barometer 16°.

Tabelle XV.

Nummer des Versuches	Kohlensäure.			Kohlensäure und Luft.		
	Stand der Quecksilbersäule	Zeit in Secunden	Temperatur in der Diffusionsröhre	Stand	Zeit	Temperatur
1	25 30 35	0 45 87	18,2 18,2			
2				35 30 35	0 104 200	18,25 18,2
3				25 30 35	0 99 194	18,2 18,2
4	25 30 35	0 45 87	18,225 18,325			

Da die Diffusionsgeschwindigkeit der Luft in diesen Versuchen = 0 gesetzt werden muſs, so liefert die Formel (1) für die Geschwindigkeit des Gemisches

$$v = \frac{p}{a} = \frac{0{,}5150}{87} = 0{,}005919.$$

Aus dem Versuche No. 2 ergiebt sich aber

$$v = \frac{1}{200} = 0{,}0050$$

und aus dem Versuche No. 3

$$v = \frac{1}{194} = 0{,}005154.$$

Dieses Gemisch diffundirte also langsamer als es diffundiren sollte. Diese Abweichung erklärt sich aber mit Leichtigkeit, wenn man berücksichtigt, daſs die Constante der freien Diffusion für Kohlensäure und Luft verhältniſsmäſsig klein ist. Sie beträgt bei 0° und 760 Mm. nach Loschmidt[1]) 0,05123, während die Constante für Kohlensäure und Wasserstoff 0,2001 beträgt. Da die Kohlensäure, welche in der Nähe der Membran im Diffusiometer sich befindet, durch die letztere etwas schneller diffundirt als sie von den übrigen Theilen des Gemisches zu der Membran zuströmt, so nimmt der Druck der Kohlensäure in der Nähe der Membran während des Versuches etwas zu rasch ab und dem entsprechend nimmt auch die Diffusionsgeschwindigkeit ab.

Aus diesen Versuchen geht klar hervor, daſs das Gesetz der Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von dem Druck des diffundirenden Gases in seinen Consequenzen ebenso allgemein ist wie das Henry'sche Absorptionsgesetz.

Ich erlaube mir hier noch zu bemerken, daſs die dialytische Trennung des Sauerstoffes mit Hülfe einer Kautschukmembran von der atmosphärischen Luft, mit der

1) Wiener Berichte Bd. 62 (1870), S. 477.

sich Graham so lange beschäftigte und die er als eine empirische Thatsache betrachtete, nichts anderes ist als eine Consequenz dieses Gesetzes.

Strafsburg, den 10. Februar 1876.

III. *Apparat zur Demonstration der Reibung in einem sehr verdünnten Gas (Vacuum); von A. Kundt.*

Nach der neueren Gastheorie ist bekanntlich der Reibungscoëfficient eines Gases unabhängig vom Druck.

In unseren *Untersuchungen über Reibung und Wärmeleitung verdünnter Gase*[1]) haben Hr. Warburg und ich diese Unabhängigkeit für den von uns benutzten Apparat unter Berücksichtigung der Gleitung des Gases in den Gränzen 760^{mm} und 1^{mm} Quecksilberdruck bewiesen. Bei Drucken unter 1^{mm} Quecksilber gelang es uns mit unserem Apparat nicht, die Gesetze der Gasreibung genau zu untersuchen, da der bei diesen kleinen Drucken sich allmählig von den Wänden ablösende Wasserdampf die Resultate beeinträchtigte.

Wir konnten nur constatiren, dafs bei immer weiterem Evacuiren die dämpfende Kraft, welche von dem verdünnten Gas auf die Bewegung der schwingenden Scheibe unseres Apparates ausgeübt wurde, abnahm. Es betrug indessen bei dem besten Wasserstoffvacuum, welches wir im Apparate herstellen konnten, das dämpfende Moment, welches von dem noch vorhandenen Gas auf die schwingende Scheibe ausgeübt wurde, nicht viel weniger als $\frac{1}{3}$ des für vollen Wasserstoffdruck (760^{mm} Quecksilber) erhaltenen Werthes.

1) Diese Ann. Bd. 155, S. 337 und 525. — Ebend. Bd. 156, S. 177.

Wir konnten daher den betreffenden Abschnitt unserer Untersuchung mit der Bemerkung schliefsen, dafs unsere Reibungsversuche bei sehr geringen Drucken schon darum ein gewisses Interesse hätten, *weil sie zeigen wie verhältnifsmäfsig grofse Quanta von Bewegungsgröfse durch Spuren gasiger Materie in der Zeiteinheit transportirt werden können.*

Will man in Vorlesungen die Unabhängigkeit des Reibungscoëfficienten vom Druck demonstriren, so kann dazu der von uns construirte Schwingungsapparat (l. c. S. 360) bequem dienen [1]). Indem man wie bei den Galvanometern, welche für Vorlesungen dienen, ein Lichtbündel auf den Spiegel der schwingenden Scheibe und sodann mittelst einer Linse auf eine Scala wirft, können durch die Bewegung des Lichtbündels die Schwingungen der Scheibe von einem gröfseren Auditorium gesehen werden. Man hat dann nur die Anzahl der Schwingungen der Scheibe zu zählen innerhalb welcher die Amplitude der Schwingung von einem bestimmten Werth bis etwa zur Hälfte dieses Werthes abnimmt, einmal wenn sich Luft von etwa 20^{mm} Druck im Apparat befindet, das andere Mal wenn Luft von 760^{mm} Druck denselben füllt. Die Anzahl der Schwingungen würde in beiden Fällen gleich seyn.

Will man dagegen nur zeigen, dafs in einem sehr verdünnten Gas — in einem sogenannten Vacuum — die Gasreibung noch einen sehr beträchtlichen Werth hat, so kann man sich dazu eines einfachen Apparates bedienen, den ich für diesen Zweck construirte, und den ich im Folgenden kurz beschreibe. Läfst man eine horizontale Scheibe durch irgend eine Vorrichtung um eine verticale, durch den Mittelpunkt der Scheibe gehende Axe rotiren, und hängt man über diese Scheibe, ihr parallel und mög-

1) Ich habe die Construction dieses Apparates in letzter Zeit merklich vereinfacht und verbessert. Die neue Form des Apparates wird beschrieben werden von Hrn. Puluj in seiner Abhandlung über die Abhängigkeit der Reibung der Gase von der Temperatur in den Berichten der Wiener Academie.

lichst nahe eine zweite Scheibe auf, welche sich gleichfalls in horizontaler Ebene drehen kann, ohne daſs sie indeſs die untere Scheibe irgendwie berührt, so wird in Folge der Reibung der Luft zwischen den beiden Scheiben beim Rotiren der unteren auch die obere Scheibe allmählig in gleichem Sinne in Rotation kommen. Bringt man beide Scheiben in einen abgeschlossenen Raum, den man möglichst gut evacuiren kann, so muſs auch hier, so lange überhaupt noch Gas vorhanden ist, die Gasreibung von der Bewegung der unteren Scheibe auf die obere übertragen.

Ich habe mich lange vergeblich bemüht in einem geschlossenen evacuirten Raum eine kleine Scheibe durch magnetische Kräfte von Auſsen oder durch einen kleinen in den Raum gebrachten Elektromotor in Rotation zu versetzen. Ich kam indeſs zu keinem befriedigenden Resultate.

Schlieſslich habe ich die von Crookes aufgefundene Bewegung, in welche leicht drehbare Körper in einem sehr gut exantlirten Raum durch Bestrahlung versetzt werden, als Triebkraft für die untere Scheibe benutzt.

Die Construction des Apparates ist leicht aus der Fig. 2, Taf. VIII ersichtlich. Die Figur stellt den Apparat in halber Gröſse dar.

Auf einem mit drei Stellschrauben versehenen Teller *a a*, dessen obere Fläche eine ebene mattgeschliffene Glasplatte bildet, ist das Messingstativchen *b b'* festgekittet. Oben bei *b'* ist in dasselbe eine Nähnadel eingelöthet und auf dieser ruht, wie bei den Radiometern des Hrn. Crookes, mit einem Glashütchen das Radiometerkreuz. Die Plättchen desselben waren in meinen Apparaten aus Hollundermark gefertigt, und auf der einen Seite in gewohnter Weise mit Ruſs geschwärzt. In der Figur sind von den vier Armen des Radiometerkreuzes der Einfachheit halber nur zwei gezeichnet. Auf dem Glashütchen und fest mit ihm verbunden sitzt möglichst genau horizontal die dünne

Glimmerscheibe *dd*. Rotirt das Radiometerkreuz, so rotirt mit ihm die horizontale Scheibe *dd*.

Der Arm *c*, welcher bis in die Mitte der unteren Scheibe vorragt, trägt an seinem Ende gleichfalls eine feine Stahlspitze, auf welcher mit einem Glashütchen die obere Scheibe *ff* schwebt. Der Arm *c* berührt selbstverständlich die untere Platte und das untere Glashütchen nicht und mithin berührt auch die obere Scheibe die untere nirgends. Die untere Scheibe wird am Herabfallen von der Spitze bei etwaigem Neigen des Apparates durch den Arm *c* gehindert; damit auch die obere Platte nicht von ihrer Spitze fallen kann, ist an dem Arm *g* das Glasröhrchen *h* angebracht, welches das obere Hütchen, ohne dasselbe zu berühren, am Herabfallen von der Stahlspitze hindert. Die beiden Glimmerscheiben sind etwa 2 bis 3^{mm} von einander entfernt. An dem Glashütchen der oberen Scheibe ist noch ein Aluminiumdraht befestigt, welcher die beiden kleinen Papierscheibchen *ii* trägt. Dieselben haben nur den Zweck die Rotation der oberen Scheibe beobachten zu können. Die Scheibchen sind selbstverständlich auf beiden Seiten weifs und müssen genau vertical stehen, damit nicht durch etwaige Ungleichheiten in der Oberfläche der Scheibchen oder ihrer Stellung die obere Glimmerscheibe in Folge der Bestrahlung direct in Rotation komme.

Will man die Bewegung des Apparates nicht auf einen Schirm projiciren, sondern direct beobachten, so ist es besser die Scheibchen *ii* ganz wegzulassen und auf der oberen Glimmerplatte irgend ein kleines Zeichen einzuritzen, oder einen farbigen Punkt anzubringen, um die Rotation verfolgen zu können. Ueber den Apparat ist eine Glasglocke gestülpt, welche mit wenig Fett auf dem Teller *aa* luftdicht schliefst.

Vermittelst des Rohres *l* kann das Ganze in Verbindung mit einer Quecksilberpumpe gebracht, evacuirt und dann mittelst des Hahnes *k* abgesperrt werden.

Der Apparat wurde mit der gröfsten Sorgfalt mit einer Geifsler'schen Quecksilberpumpe durch oftmaliges Einlassen trockener Luft getrocknet, durch stundenlanges Pumpen so gut wie möglich evacuirt und dann durch den Hahn *k* abgesperrt.

Einer energischen Strahlung ausgesetzt, geräth das Radiometerkreuz mit der an ihm befestigten unteren Glimmerscheibe in schnelle Rotation.

Allmählich kommt sodann auch die obere Scheibe in gleichem Sinne in Rotation, doch rotirt dieselbe stets, wie nothwendig, langsamer als in die untere.

Die Uebertragung der Rotation von der untern Scheibe an die obere geschieht lediglich durch die Reibung der geringen Gasmenge, welche sich in dem möglichst gut evacuirten Raum befindet.

Beleuchtet man durch eine Magnesiumlampe, die, wie es gewöhnlich der Fall ist, mit einem gröfseren Reflector versehen ist, so kann man das Bild des Apparates mit einer Linse in beträchtlicher Gröfse auf einen Schirm projiciren und so die Reibung in einem sehr verdünnten Gas einem grofsen Auditorium demonstriren.

III. *Ueber das Radiometer von Crookes; von R. Finkener.*

Die zunächst beschriebenen Versuche haben den Zweck, festzustellen, welchen Einfluſs die Veränderung des Gases, des Druckes und der strahlenden Wärme auf die Drehung eines Radiometers ausüben. Einige beobachtete Erscheinungen sind schon bekannt, aber der Vollständigkeit halber auch hier aufgeführt.

Verhalten des Radiometers in verdünnten Gasen.

§. 1. Das vorerst benutzte Radiometer hat die bekannte Form, der Durchmesser der Kugel beträgt etwa 61^{mm}, die Aluminiumarme des Kreuzes sind vom Mittelpunkt an gerechnet 11^{mm} lang, und die auf einer Seite berufsten Glimmerblättchen, Quadrate von 12^{mm} Seite, sind so daran befestigt, dafs die eine Diagonale in der Verlängerung der Kreuzarme und die andere mit der Drehungsaxe in einer Ebene liegt. Die Spitzen der Flügel sind demnach etwa 2,5^{mm} von der inneren Glasfläche entfernt. Das Gewicht des Rades mag 100 Milligramm betragen. Oben und unten läuft das Gefäfs in 6^{mm} weite Glasröhren aus, so dafs man Gas durchleiten kann. Zunächst war das untere Ende zugeschmolzen und das obere mit einer Glasröhre mit Schliff verschmolzen zum Verbinden mit einer Quecksilberluftpumpe, so dafs die das Kreuz tragende Nadel alsdann senkrecht stand.

Die Construction der Pumpe gestattet, das in das Hauptgefäfs übergetretene Gas in eine vorher mit Quecksilber gefüllt gewesene Kugel austreten zu lassen, und ermöglicht es, bei anderer Hahnstellung noch ein zweites Gefäfs auszupumpen, so dafs man das Radiometer entleeren und dann mit dem im zweiten Gefäfs befindlichen Gase füllen kann.

Zum Trocknen der Gase wurde Phosphorsäureanhydrid (dasselbe darf beim Uebergiefsen mit Wasser nicht riechen) benutzt. Als Quelle für strahlende Wärme diente ein gewöhnlicher Schwalbenschwanzbrenner, dessen Flammenfläche senkrecht zur Verbindungslinie mit dem Mittelpunkt stand und mit diesem in einer Horizontalebene war. Der bei jeder Beobachtung angegebene Druck ist aus einem am Manometer abgelesenen gröfseren Druck berechnet unter der Voraussetzung, dafs bei angemessenem Warten nach jedem Pumpenzug der Druck in geometrischer Reihe abnehme.

Radiometer gefüllt mit Luft.

Entfernung der Flamme von dem Centrum des Radiometers	Druck des Gases in Millimetern Quecksilber	Anzahl der Drehungen in 1 Minute
100	3,66	2
100	1,05	10
300	1,05	1,2
300	0,30	6,25
300	0,09	18
500	0,09	6,25
500	0,025	11,5
700	0,025	4,75
100	0,025	170 [1]
1000	0,025	2
1000	Ein weiterer Pumpenzug	2,5
1000	"	1,5
1000	"	1,1
1000	"	0,75
1000	"	0,85

Radiometer gefüllt mit Wasserstoff.

100	9	1,2
100	2,6	10,5
300	2,6	0,7
300	0,74	6,0
800	0,30	0,8
800	0,09	5
800	0,025	7,5
800	Ein weiterer Pumpenzug	6
800	"	3,5
800	"	2,5
800	"	2,5
800	"	2,5
100	—	über 200 [2]

1) Erreicht schnell das Maximum der Geschwindigkeit, kommt nach Entfernung der Flamme in 40 Secunden zum Stehen und dreht sich dann 4 Minuten lang rückwärts.

2) Erreicht schnell (in etwa 2 Minuten) das Maximum der Geschwindigkeit, kommt nach Entfernung der Flamme in 90 Secunden zum Stehen und dreht sich kaum rückwärts.

Radiometer gefüllt mit Kohlensäure.

Entfernung der Flamme von dem Centrum des Radiometers	Druck des Gases in Millimetern Quecksilber	Anzahl der Drehungen in 1 Minute
100	3,66	0,75
100	1,05	6,75
300	1,05	steht
300	0,30	3,3
300	0,09	11
500	0,09	3,5
500	0,025	8,3
700	0,025	3,7
100	0,025	132 [1])
700	Ein weiterer Pumpenzug	4,7
1000	—	1,1
1000	Ein weiterer Pumpenzug	1,5
1000	„	1,5
1000	„	1,2
1000	„	1,2

§. 2. Aus einer Vergleichung der betreffenden Zahlen ergiebt sich Folgendes:

1) Bei nicht zu weit getriebener Verdünnung findet bei gleicher Erwärmung eine bestimmte Bewegung des Radiometers in einem specifisch leichteren Gase schon bei gröfserem Druck statt, als in einem schwereren Gase.

2) Das Drehungsmoment, welches durch die Flamme auf das Radiometer ausgeübt wird, wächst unter übrigens gleichen Umständen zunächst mit der Verdünnung der Gase, nimmt aber bei noch weiterer Verdünnung wieder ab.

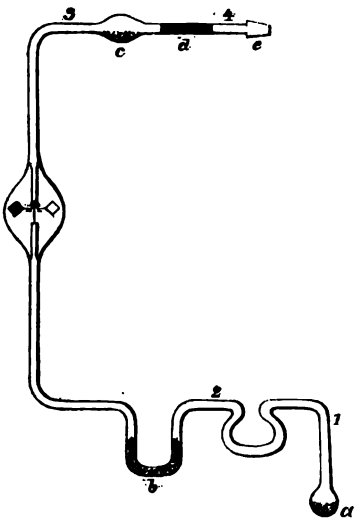
3) Dieses Maximum tritt bei Wasserstoff schon bei gröfserem Druck ein, als bei Luft und Kohlensäure.

1) Erreicht schnell das Maximum der Geschwindigkeit, kommt nach Entfernung der Flamme in 40 Secunden zum Stehen und dreht sich dann 5 Minuten lang lebhaft rückwärts.

Verhalten des Radiometers in einem weiter verdünnten Gase.

§. 3. Dasselbe Radiometer, welches zu den obigen Versuchen benutzt war, wurde oben und unten hergerichtet, wie Figur 1 zeigt. Das Kölbchen *a* enthält etwa 4 Grm. rei-

Figur 1.



nes, fein geriebenes übermangansaures Kali, die U-förmige Röhre *b* ist gefüllt mit kleinen Stückchen dünnen Kupferblechs, welche erst durch Erhitzen an der Luft oberflächlich oxydirt und dann durch Glühen in Wasserstoff wieder reducirt sind, und in der Kugel *c* befinden sich frisch ausgeglühte Stückchen Kalkerde, erhalten aus reinem Marmor. Bei *d* ist die Glasröhre auf etwa 100^{mm} sehr dickwandig und äufserst fein capillar, *e* ist der Schliff und bei 1, 2, 3 und 4 hat das Zusammenschmelzen stattgefunden.

Diese Vorrichtung soll es möglich machen, nach dem Auspumpen das noch zurückgebliebene Gas durch Sauerstoff auszuspülen, und nach dem Abschmelzen des Radiometers den Sauerstoff durch das Kupfer, so wie etwaigen Wasserdampf durch den Kalk fortzunehmen. Das übermangansaure Kali entwickelt langsam Sauerstoff bei 180°

bis 200°, das metallische Kupfer absorbirt Sauerstoff ziemlich lebhaft bei 220°, es bildet sich zuerst oberflächlich schwarzes Oxyd, welches bei längerem, stärkerem Erhitzen in rothes Oxydul übergeht. Die Kalkerde absorbirt langsam Wasserdampf, und das Capillarrohr beschränkte bei durchgehendem Sauerstoffstrom das Diffundiren von Gasen aus der Pumpe in das Radiometer auf ein Minimum. Es war so eng, daſs bei starker Verdünnung die Ausgleichung des Druckes nach einem neuen Pumpenzug in einer Stunde noch nicht beendet war.

Bei vorläufigen Versuchen traten Erscheinungen auf, als wenn auch nach längerem Ausspülen mit Sauerstoff bei groſser Verdünnung noch andere Gase an der Oberfläche des Glases und der Substanzen haften geblieben wären, die allmählich und zwar schneller beim Erwärmen sich loslösten. Demnach wurde wie folgt verfahren. Nach dem Auspumpen wurde das Kölbchen *a* in eine leicht schmelzbare Legirung getaucht und kurze Zeit bis 200° erwärmt. Ueber die Zunahme des Druckes in dem Radiometer giebt die eintretende Veränderung in der Bewegung desselben Auskunft; durch Abkühlen der Legirung bis gegen 140° kann man die Entwickelung von Sauerstoff inhibiren, oder doch äuſserst gering machen. Während dessen wurde der ganze Apparat dann und wann vorsichtig erwärmt, und das in die Pumpe übergetretene Gas zuweilen entfernt. Nach einer Stunde wurde der Druck im Radiometer bis auf 1^{mm} gesteigert, die Entwickelung von Sauerstoff sodann unterbrochen, und der dem Radiometer benachbarte Hahn der Pumpe geschlossen, nachdem der Druck wieder bis auf $0{,}1^{mm}$ gesunken war. Einige Stunden später wurde das Kupfer in die Legirung getaucht und $\frac{1}{2}$ Stunde lang bis 220° erhitzt. An den folgenden Tagen wurden dieselben Operationen mit dem Apparate vorgenommen, nur blieb das Radiometer längere Zeit bei $0{,}1^{mm}$ Druck mit Sauerstoff gefüllt. Als nach mehreren Tagen das Radiometer nach dem Erhitzen des Kupfers

keine Abweichung von dem Verhalten am vorigen Tage zeigte, wurde Sauerstoff entwickelt und die Capillarröhre, während ein lebhafter Gasstrom durchging, nahe der Pumpe abgeschmolzen. Das Radiometer zeigte nun beim Erhitzen des metallischen Kupfers auf 220° folgendes Verhalten:

Verflossene Zeit vom Anfang des Erhitzens an, in Minuten	Anzahl der Drehungen in 1 Minute	Entfernung der Flamme in Millimetern
0	3	400
10	9	„
15	25	„
17	25	„
20	22	„
30	15	„
50	8	„
55	8	„ [1]
65	steht	„
70	11	300
80	steht	„
90	steht	250
90	25	200
100	26	200

Näherte man die Flamme bis auf 100^{mm} dem ruhenden Radiometer, so setzte es sich langsam in Bewegung; die Schnelligkeit derselben steigerte sich mit der Zeit, erst nach Verlauf von 15 Minuten zeigte sich kein Wachsen mehr; es mochten dann 300 Drehungen in einer Minute erfolgen. Nach dem Auslöschen der Flamme nahm die Bewegung langsam ab und nach 13 Minuten trat Stillstand ein. Dies Verhalten wurde im Laufe desselben Tages wiederholt beobachtet; drei Wochen später fand sich aber in dem Radiometer so viel Gas, dafs es sich auch bei ganz naher Flamme nicht drehte, auch nicht beim Entwickeln von Sauerstoff und bei dem darauf folgenden Erhitzen des Kupfers. Eine äufsere Veranlassung zum Ein-

1) Der Kalk, welcher in Folge des Erhitzens der Legirung warm geworden war, wurde abgekühlt.

treten von Luft war nicht zu ermitteln und ein Sprung im Glase nicht wahrzunehmen. Ich nehme aber doch an, dafs an einer der Verschmelzungsstellen eine kleine Oeffnung vorhanden gewesen ist, und hoffe, bei einem wiederholten Versuche eine gröfsere Verdünnung des Gases zu erreichen.

Die durch die Versuche nachgewiesene Abnahme des Drehungsmomentes bei weiterer Verdünnung beträgt wenigstens 95 Proc. des Maximums desselben, und es spricht keine beobachtete Thatsache gegen die Annahme, dafs bei fortgesetzter Verdünnung eine beliebige Verkleinerung zu erreichen sey. Die strahlende Wärme wirkt nicht direct abstofsend auf die berufsten Flügel, so dafs dadurch die Drehung zu Stande käme; sie bedarf eines Gases zum Uebertragen der Wirkung.

Erklärung der Bewegung.

§. 4. Um zu einer Vorstellung von dieser Uebertragung zu gelangen, denken wir uns das Gas constituirt nach der neueren Gastheorie und sehen zunächst von der Einwirkung der Schwere ab. Wir verdünnen das Gas so weit, dafs der Weg, den ein Molecül zwischen zwei Zusammenstöfsen mit anderen Molecülen durchschnittlich zurücklegt, sehr grofs ist im Verhältnifs zu den Dimensionen der Kugel des Radiometers. Jede Flächeneinheit der Oberfläche oder der Flügel wird in diesem Fall gleich oft von Molecülen getroffen. Ist der Druck des Gases in dem Raum p, die Temperatur desselben t und die Temperaturdifferenz zwischen der berufsten und nicht berufsten Flügelseite Δt, so wird die Flächeneinheit der berufsten Seite, da die von ihr abfliegenden Molecüle die der höheren Temperatur entsprechende gröfsere Geschwindigkeit haben, einen Ueberdruck P erleiden, so dafs

$$P = \tfrac{1}{2} p \frac{\Delta t}{273 + t}.$$

Die gröfsere Geschwindigkeit, mit der ein Molecül den Weg von der Fläche zur Wand zurücklegt, hat auf

die übrigen Molecüle keinen directen Einfluſs, und einen indirecten nur dadurch, daſs sie so wirkt, als ob die Anzahl der in dem Raum überhaupt vorhandenen Molecüle vergröſsert würde.

§. 2. Finden in Folge weniger starker Verdünnung wieder Zusammenstöſse statt zwischen zwei Molecülen mit verschiedener Geschwindigkeit, so werden dadurch die Richtungen der zum gemeinsamen Schwerpunkt relativen Geschwindigkeiten geändert, und zwar nach Art der Einwirkung der Molecüle auf einander in verschiedenem Maaſse; die Bewegung des Schwerpunkts bleibt immer ungeändert. Sind die Molecüle harte, vollkommen elastische Kugeln, so ist nach dem Stoſs für die zum Schwerpunkt relativen Geschwindigkeiten der beiden Molecüle jede Richtung im Raum gleich wahrscheinlich. Bei einem anderen Abstoſsungsgesetz ist die durchschnittliche Ablenkung weniger groſs. Für den Fall, daſs die Abstoſsung zweier gleichen Molecüle umgekehrt proportional ist der fünften Potenz der Entfernung, hat Maxwell[1]) die Bahn der Molecüle berechnet. In seiner Tabelle p. 145 bezeichnet, bei ruhendem Schwerpunkt, 2ϑ die stattfindende Ablenkung und $2b$ die Entfernung, in der die beiden als Punkte gedachten Molecüle ohne eine eintretende Einwirkung an einander vorbeifliegen würden. Die Geschwindigkeit ist nach beendeter Einwirkung dieselbe wie vorher. Projiciren wir die Geschwindigkeiten in den verschiedenen möglichen Richtungen nach dem Stoſs auf die ursprüngliche Bahn, und nehmen die Summe der Projectionen in dem einen und andern Sinn, so giebt die Differenz derselben, getheilt durch die Anzahl der Fälle, die durchschnittliche Geschwindigkeit in der alten Richtung nach dem Stoſs. Die durch den Stoſs herbeigeführte Abnahme dieser Geschwindigkeit, getheilt durch die ursprüngliche, wollen wir als Maaſsstab für die bei einem Stoſse stattfindende Ausgleichung der verschiedenen Richtungen nehmen. Diese Gröſse ist davon abhängig, bis zu welcher Ablenkung herunter man einen

1) *Phil. Mag.* (1868) *ser.* 4, *Vol.* 35, *p.* 129.

erfolgten Stofs annimmt; von derselben Annahme ist aber auch die mittlere Bahnlänge abhängig, so dafs das Verhältnifs der Ablenkung zur mittleren Bahnlänge sich einer bestimmten Gränze rasch nähert, wenn man die Bahnlänge kleiner nimmt. Läfst man einen Stofs bei einer Ablenkung von 1° 2′ anfangen, so erhält man für die Ausgleichung den Werth 0,11. Bei jedem folgenden Zusammenstofse findet eine weitere Ausgleichung statt, und da der jedesmalige Betrag derselben proportional der noch auszugleichenden Gröfse ist, so läfst sich die letztere ausdrücken durch $e^{-0{,}11\frac{x}{s}}$, wenn man den vom Molecül durchlaufenen Weg, von dem Flügel an gerechnet, mit x und die mittlere Bahnlänge mit s bezeichnet.

Unter der Voraussetzung, dafs die Molecüle vollkommen harte, elastische Kugeln seyen, geht der Ausdruck $e^{-0{,}11\frac{x}{s}}$ über in $e^{-\frac{x}{l}}$, so dafs wir $\frac{0{,}11}{s} = \frac{1}{l}$ setzen können. Der Umstand, dafs der Werth von $\frac{0{,}11}{s}$ sich mit der Temperatur ändert, der von $\frac{1}{l}$ aber nicht, kann hier aufser Betracht bleiben. Die Gröfse l soll weiterhin auch noch mittlere Wegelänge genannt werden.

§. 6. In dem Raum zwischen dem Flügel und der Wand bewegen sich die Molecüle nach der kalten Richtung hin mit gröfserer Geschwindigkeit als nach der warmen. Bezeichnen wir an einer Stelle die Durchschnittsgeschwindigkeit in der Richtung, in welcher dieser Unterschied am gröfsten ist, und die als die normale bezeichnet werden soll, in dem einen Sinne mit $v + \Delta v$, in dem anderen mit $v - \Delta v$, so ist $(A + \Delta A)(v - \Delta v) = (A - \Delta A)(v + \Delta v)$, wenn $2A$ die Anzahl der an der betreffenden Stelle in der Raumeinheit enthaltenen Molecüle bezeichnet. Ist nun das Gas nicht stark verdünnt, so ist die Ausgleichung der Richtungen nahezu vollständig, und für eine Stelle, nicht zu weit von der Mitte des Flügels entfernt, ist für jede Richtung senkrecht zu der normalen der entsprechende Werth $= Av$. Denkt man sich hier senkrecht zu der

normalen Richtung eine Ebene eingeschoben, die nach der warmen Seite hin die $v - \Delta v$ und nach der kalten hin die $v + \Delta v$ entsprechende Temperatur besitzt, so wird auf beide Seiten der Ebene ein Druck nahezu proportional Δv^2 und gleich dem Druck in der darauf senkrechten Richtung ausgeübt. Der letztere ist gleich dem Druck im Gefäfse, so dafs kein Ueberdruck auf die Mitte des Flügels vorhanden ist.

§. 7. Um die auf den Rand stattfindende Einwirkung in Betracht zu ziehen, denken wir uns an den Flügel anschliefsend eine denselben fortsetzende ebene Fläche, und geben den einzelnen Stellen eine solche Temperatur, dafs die Geschwindigkeit der Molecüle überall dadurch ungeändert bleibt. Mit der Entfernung vom Flügel nimmt in der Fläche die Temperatur ab, und in der Nähe der Gränze kann man die entsprechende Abnahme von v proportional der Entfernung von der Gränze setzen. Für eine Entfernung l, gleich der mittleren Wegelänge, läfst sich diese Abnahme ausdrücken durch $m(v_1 - v_0)\frac{l}{E_1}$. Sind beide Seiten der Flügel gleich warm, so ist für jede Seite der Werth von m gröfser als 1; ist die eine Seite wärmer, so wird für diese m dadurch gröfser, während es für die andere Flügelseite abnimmt. E_1 ist die Entfernung der Gränze von der Wand, und v_1 und v_0 sind die Werthe, welche v an der Gränze und an der Wand annimmt.

Die Anzahl und die Geschwindigkeit der Molecüle, welche an einer Stelle die Fläche treffen, sind von der Temperatur der Umgebung dieser Stelle abhängig, und sie sind nahezu dieselben, als wenn die Umgebung bis zur Entfernung l das Mittel der Temperaturen der einzelnen Punkte innerhalb der obigen Entfernung hätte. Für ein Element an der Gränze haben sie demnach denselben Werth, als wenn die Temperatur der Umgebung der Gröfse $v_1 - 0{,}2\, m \frac{l}{E_1}(v_1 - v_0)$ entspräche. Ein Element der Fläche mit dieser Temperatur würde durch die anprallenden Molecüle den normalen Druck erleiden, ein

Element des Flügels erfährt daher einen Ueberdruck proportional dem Ausdruck $0{,}2\, m \frac{l}{E_1} (v_1 - v_0)$.

In der Entfernung l von der Gränze hört der Ueberdruck auf. Diesen kann man annähernd umgekehrt proportional der Entfernung von der Gränze setzen, wir erhalten dann für einen Streifen von der Breite l den Ueberdruck $0{,}1\, m \frac{l}{E_1} (v_1 - v_0)$, und daher für den ganzen Flügel, dessen Seitenlänge $= d$ ist,

$$0{,}4\, m \frac{l}{E} \frac{l}{d} (v_1 - v_0).$$

E bezeichnet einen Mittelwerth aller E_1, die den verschiedenen Stellen des Randes entsprechen.

Unter übrigens gleichen Umständen wächst der Ueberdruck proportional der Anzahl der Molecüle, d. h. dem Druck, und so ergiebt sich, da der Gröfse $v_1 - v_0$ entspricht $\frac{1}{2} \frac{\Delta t}{273 + t}$, bei einem Druck p ein Ueberdruck auf die Flächeneinheit

$$0{,}2\, m \frac{l^2}{Ed} p \frac{\Delta t}{273 + t}.$$

Wenn beide Seiten der Flügel verschieden stark erwärmt sind, so läfst sich die Differenz der obigen Gröfse für die beiden Seiten, d. h. der bewegende Druck, ausdrücken durch:

$$0{,}2\, \mu \frac{l^2}{Ed} p \frac{\delta t}{273 + t},$$

wenn δt den Temperaturunterschied der beiden Flügelseiten und μ einen Factor bezeichnet, der gröfser ist als 1 und zunimmt mit dem Unterschied, der zwischen der Temperatur der Wandung und der Mittel-Temperatur der Flügelseiten besteht.

§. 8. Wird das Gas dünner, so dafs die Ausgleichung der Richtungen nicht vollständig ist, so ist die zu der normalen Richtung senkrechte Geschwindigkeit kleiner als das Mittel aus den Geschwindigkeiten in der normalen Richtung; der Druck in der letzteren ist daher gröfser, und es findet ein Ueberdruck auf die Mitte des Flügels

statt. Derselbe ist proportional der nicht stattgefundenen Ausgleichung der Richtungen, der Gröfse $e^{-\frac{R_1}{l}}$, wo R_1 einen Mittelwerth der Längen bezeichnet, welche die von dem Mittelpunkt des Flügels nach den verschiedenen Stellen der Wände des Gefäfses gezogenen Graden besitzen.

Für die Stellen des Flügels näher dem Rande gelegen und auch für den Mittelpunkt, sobald das Gas so dünn wird, dafs der Durchmesser der Flügel nur ein kleines Vielfaches der mittleren Wegelänge beträgt, kommt aber noch ein anderer Umstand in Betracht. Die Molecüle mit der gröfseren Geschwindigkeit gehen im Ganzen radialförmig von der Fläche aus, so dafs die Anzahl Stöfse, an denen ein Molecül mit gröfserer Geschwindigkeit Theil nimmt, einen um so geringeren Bruchtheil der in einer Raumeinheit erfolgenden Stöfse ausmacht, je weiter diese Stelle von der Fläche entfernt ist. Der Einfluſs, welchen diese Stöfse auf die zur normalen senkrechte Durchschnitts-Geschwindigkeit ausüben, nimmt daher mit der Entfernung ab. Ziehen wir den auf den ganzen Flügel ausgeübten Ueberdruck in Betracht, so haben wir in dem obigen Ausdruck $e^{-\frac{R_1}{l}}$ zunächst statt des R_1 einen Mittelwerth für die verschiedenen Stellen des Flügels zu setzen und dann denselben mit einem Factor $\varphi(l)$ zu multipliciren, der für kleinere Werthe von l gleich ist 1, mit l wächst und wieder bis 1 abnimmt, so dafs $\varphi(l)\, e^{\frac{R}{l}}$ mit wachsendem l fortwährend zunimmt. Für sehr grofse Werthe von l wird wie $\varphi(l)$ so auch $e^{-\frac{R}{l}} = 1$, und der bei einem Druck p auf die Flächeneinheit einer Flügelseite stattfindende Ueberdruck ist daher:

$$\tfrac{1}{2} p \varphi(l) e^{-\frac{R}{l}} \frac{At}{273+t}.$$

Die Differenz dieses Ausdrucks für die beiden Flügelseiten giebt den bewegenden Druck

$$= \tfrac{1}{2} p \varphi(l) e^{-\frac{R}{l}\frac{\delta t}{273+t}}.$$

§. 9. Bisher waren die Molecüle dem Einfluſs der Schwere entzogen, lassen wir jetzt diese Einschränkung fallen. In Folge der gröſseren Erwärmung würde der Druck vor der erwärmten Fläche nach unten hin langsamer zunehmen als an anderen Stellen, wenn keine neue Bewegung des Gases einträte. Der dadurch entstehende Minderdruck, welcher proportional dem vorhandenen Druck seyn würde, wird aber zum Theil ausgeglichen durch das Auftreten eines Gasstromes, der sich vor den Flügeln aufwärts bewegt mit einer Geschwindigkeit, die von der Verdünnung unabhängig ist und bestimmt wird durch die stattfindenden Temperaturdifferenzen. Die Zunahme der Geschwindigkeit ist parallel der Flügelfläche und ändert so die darauf senkrechte Componente nicht; der Weg, den ein Molecül allein in Folge des Geschwindigkeitszuwachses in der Zeit zurücklegt, während welcher es eine Strecke gleich der mittleren Wegelänge durchfliegt, ist sehr klein im Verhältniſs zu den Dimensionen des Radiometers. Es wirkt daher erstens die so mäſsige, fortschreitende Bewegung des Gases auf den aus der Agitationsgeschwindigkeit hergeleiteten Ueberdruck nicht wesentlich ändernd ein.

Zweitens. Nehmen wir an, ein Gasstrom bewege sich vor einer Fläche hin ohne Reibung, so wird, wenn die Fläche gleiche Temperatur mit dem Gase hat, keine Aenderung des zur Fläche senkrechten Drucks stattfinden, da dieselbe in der Zeiteinheit von der gleichen Anzahl Molecüle mit derselben zu ihr senkrechten Geschwindigkeit getroffen wird, als wenn das Gas ruhte. Die Fläche sey jetzt erwärmt, sie habe in der Richtung des Gasstroms eine mehrfach kleinere Dimension als die mittlere Wegelänge der Molecüle, und die Geschwindigkeit des Gasstromes sey gröſser, als die Agitationsgeschwindigkeit der Molecüle. Die Fläche wird dann von nahezu derselben Anzahl Molecüle getroffen, als wenn sie nicht

erwärmt wäre. Es wird nach dem Vorhergehenden ein Ueberdruck eintreten $= \frac{1}{2} p \frac{\Delta t}{273+t}$. Dehnen wir die Fläche in der Richtung des Gasstroms aus, so wird für den alten Theil Nichts geändert. In gröfserer Entfernung von demselben stellt sich aber ein Zustand des Gases her, der sich von dem früher (§. 6) beschriebenen nur dadurch unterscheidet, dafs alle Molecüle einen gleichen Zuwachs an Geschwindigkeit in der Richtung des Gasstroms erhalten haben; es findet also hier kein Ueberdruck statt.

Lassen wir jetzt die Geschwindigkeit des Gasstroms abnehmen, so nimmt nahezu in demselben Verhältnifs ab: erstens der Inhalt der Fläche, welcher von Molecülen mit anderer Geschwindigkeit getroffen wird, als wenn das Gas ruhte; zweitens die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Molecülen, welche die Fläche nur in Folge des Stromes treffen und denen, welche ohne Strom die Fläche an denselben Stellen getroffen haben würden. Diese beiden Gröfsen sind ferner annähernd proportional der Wegelänge der Molecüle. Der Ueberdruck ist demnach umgekehrt proportional dem Quadrate der Stromgeschwindigkeit, und proportional dem Quadrate der mittleren Wegelänge. Bei einem Druck p ist also der Ueberdruck

$$= \frac{1}{2} p \left(\frac{l}{l_0}\right)^2 \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \frac{\Delta t}{273+t}.$$

Bei den in dem Radiometer vorhandenen Zuständen kann die Geschwindigkeit des aufsteigenden Stromes über 0,1 Meter nicht wohl hinausgehen, so dafs $\frac{v_0}{v}$ etwa $\frac{1}{5000}$ ist. Die Gröfse pl ist constant für Luft etwa $\frac{1}{15}$, l_0 ist nach den Dimensionen des Radiometers sicher nicht kleiner als 10^{mm} und l kann nicht gröfser als 20^{mm} werden. Setzen wir endlich $\Delta t = 10°$ und $t = 27°$, so erhalten wir als Maximum des obigen Ausdrucks $\frac{1}{1125 \cdot 10^6}$, oder ausgedrückt in Milligramm auf $1\,\square^{cm}$ Fläche $\frac{1{,}2}{10^5}$, eine Gröfse, welche ihrer Kleinheit wegen zu vernachlässigen ist.

Findet Reibung an dem Flügel statt, so geht dadurch die Stromgeschwindigkeit eines den Flügel treffenden Molecüls mehr oder weniger verloren, während die zur Fläche senkrechte Componente nicht geändert wird. Es findet, verglichen mit der Bewegung ohne Reibung, ein Aufstauen des Gasstromes statt und so eine Vergrößerung des Druckes, die von oben nach unten annähernd gleichmäßig zunimmt. Da aber unten ein Minderdruck stattfindet, so kann durch die Reibung im Durchschnitt für die ganze Fläche kein Ueberdruck herbeigeführt werden.

§. 10. Das Resultat der Erörterung ist demnach, daß bei unverdünntem Gase ein Minderdruck auf die berußte Seite stattfinden kann, und daß bei Verdünnung ein Ueberdruck auf die berußte Seite eintritt, der, auf die Flächeneinheit bezogen, bis zu einem gewissen Grade der Verdünnung gleich ist:

$$0{,}2\,\mu\,\frac{l^2}{Ed}p\,\frac{\delta t}{273+t},$$

und der bei sehr weit getriebener Verdünnung dargestellt wird durch:

$$\tfrac{1}{4}\varphi(l)\,p\,e^{-\frac{R}{l}}\,\frac{\delta t}{273+t},$$

Sehen wir jetzt, in wie weit hiermit die beobachteten Erscheinungen übereinstimmen.

Beide Ausdrücke wachsen mit l, was der leichteren Beweglichkeit des Radiometers in einem specifisch leichteren Gase entspricht; sie wachsen mit abnehmendem p, und zwar erhält der zweite Ausdruck, wenn man $\varphi(l)$ als constant betrachtet, den Maximalwerth, wenn $\frac{R}{l}=1$ wird. Für Luft bei $p=760^{mm}$ ist $l=\frac{1}{110000}{}^{mm}$, und nach den Dimensionen des Radiometers kann man R auf etwa 10^{mm} schätzen. Das Maximum tritt daher bei einer 110000-fachen Verdünnung ein, für $p=0{,}007$; beobachtet ist dasselbe nach §. 1 bei 0,007, und in einem besonders zu diesem Zweck angestellten Versuch bei etwa 0,010.

Was die Größe des Maximalwerthes anbetrifft, so er-

hält man für eine Temperaturdifferenz von $\frac{1}{100}$ Grad bei 20°, wenn man $\varphi(l) = 1$ setzt, den Ueberdruck

$$\frac{1}{2} \cdot 0{,}01 \frac{0{,}01}{273+20} e^{-1} = \frac{1}{1600} \cdot \frac{1}{10000},$$

auf 6 □Cm. Fläche also einen Druck von

$$6 \cdot \frac{1360}{1600} \cdot \frac{1}{10000} = \frac{1}{2000} \text{ Mgr.}$$

An einer guten Waage wird eine Masse von 300^{grm} durch ein 70^{mm} weit von der Drehungsaxe angebrachtes Uebergewicht von $\frac{1}{10}^{mgrm}$ in Bewegung gesetzt, eine Masse von $0{,}100^{grm}$ würde demnach durch ein 20^{mm} weit entferntes Uebergewicht von $\frac{1}{3000} \cdot 0{,}1 \cdot \frac{7}{2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{2000}$ Mgr. in Bewegung gesetzt werden können.

Für den gröfsten Druck $p = 3{,}66^{mm}$ giebt der erste Ausdruck, wenn man $E = 10^{mm}$ und $\mu = 2$ setzt, was sicher nicht zu hoch ist, und annimmt, dafs die Gröfse δt umgekehrt proportional ist dem Quadrate der Entfernung der Flamme, den bewegenden Druck $= \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{2000}$ Mgr..

Folgerungen aus der gegebenen Erklärung der Bewegung.

§. 11. Da die den Ueberdruck darstellenden Ausdrücke mit abnehmendem E und R wachsen, so mufs die Drehung unter übrigens gleichen Umständen mit der Entfernung der Flügel von der Wand abnehmen.

Auf einer Seite berufste Aluminiumflügel, Quadrate von 12^{mm} Seite, wurden angehängt an ein Drehkreuz, welches auf einer in einem Dreifufs aus Glas eingeschmolzenen Nadel ruhte. Die Seiten der Quadrate waren horizontal resp. senkrecht, und die weiteste Entfernung von Seite zu Seite betrug 54^{mm}. Dieses Rad wurde nach einander unter Cylinder von verschiedener Weite, die auf einem Luftpumpenteller aufgeschliffen waren, aufgestellt, und es wurden die beim Verdünnen der Luft eintretenden Drehungen beobachtet. Zur Entfernung des Wasser-

dampfes befand sich in dem Cylinder ein mit Phosphorsäureanhydrid gefülltes Schälchen.

Entfernung der Flamme vom Centrum	Druck des Gases in Millimetern Quecksilber	Dauer einer Drehung in Secunden	Innerer Durchmesser des Cylinders
132mm	0,42	55	64mm
„	0,70 *)	12	
„	0,39	65	79mm
„	0,09 *)	16	

Der mit *) bezeichnete Druck ist bestimmt aus der Luft welche in die grofse Kugel der Pumpe übergetreten war und nach Ueberführung in eine enge Maafsröhre gemessen wurde. Vor dem Messen wurde die drückende Quecksilbersäule nahezu gleich gemacht der Länge der zu messenden Luftsäule. Wenn die Aufstellung unter dem Cylinder nicht centrisch ist, so treten Verschiedenheiten in der Drehung ein, je nach der Richtung, in welcher die Flamme um den Cylinder aufgestellt wird. Die hier angegebenen Zahlen sind das Mittel aus 4 Beobachtungen, bei denen diese Richtung jedes Mal um 90° geändert wurde.

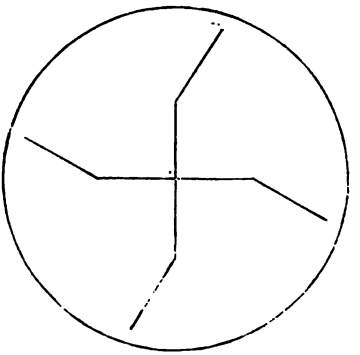
§. 12. Der Einfluſs der Entfernung der Glaswand läſst sich auch auf eine andere Art nachweisen. An einem Drehkreuz wurden die auf beiden Seiten gleich beschaffenen Flügel, Quadrate von 13mm Seite, um die der Drehaxe nächste parallele Kante um etwa 30° gedreht. Es kamen dadurch die Flächen in eine Ebene, die parallel der Drehaxe war, aber von derselben etwa 7mm entfernt blieb. Fig. 2 stellt den horizontalen Querschnitt dar. Der bewegende Druck auf die Flächeneinheit ist hier:

$$0{,}2\, m \frac{l^2}{d} p \frac{\Delta t}{273+t}\left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_1}\right),$$

und bei sehr starker Verdünnung:

$$\tfrac{1}{2} p \frac{\Delta t}{273+t}\left(\varphi(l)\, e^{-\frac{R}{l}} - \varphi_1(l)\, e^{-\frac{R_1}{l}}\right).$$

Figur 2.



E und R sind mittlere Entfernungen von der Wandung für die derselben nächste Seite der Flügel, E_1 und R_1 die entsprechenden Gröfsen für die andere Seite.

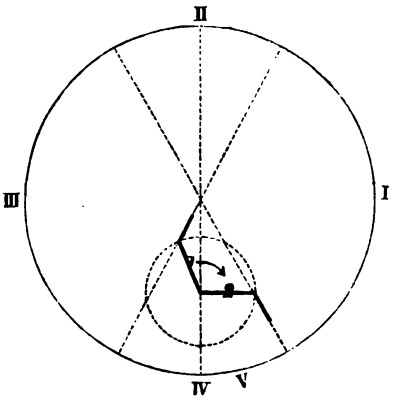
Die Beobachtung eines solchen Rades von 52^{mm} Durchmesser unter einem Cylinder von 64^{mm} Durchmesser gab folgende Zahlen:

Entfernung der Flamme vom Centrum	Druck des Gases in Millimeter Quecksilber	Dauer einer Drehung in Secunden
132^{mm}	0,51	35
„	0,25	17
„	0,07	5,5
„	0,02	3
in der Sonne	0,001	1

§. 13. Die Einwirkung der Wandung macht sich geltend bei einer excentrischen Stellung des Drehkreuzes im Cylinder, worauf schon oben aufmerksam gemacht wurde.

In Fig. 3 ist der gröfsere Kreis der horizontale Schnitt einer Luftpumpenglocke, der kleinere die Bahn der der Drehaxe nächsten Flügelkante. Aus der Zeichnung ist leicht zu entnehmen, dafs in den Stellungen, welche ein Flügel einnimmt, während ein Kreuzarm sich aus der Stellung 1 nach 2 bewegt, diejenige Flügelseite, welche mit dem Arm den concaven Winkel bildet, der Wandung

Figur 3.



näher ist, als die andere; für die weitere Drehung aus Stellung 2 nach 1 kehrt sich das Verhältniſs um. Das Drehungsmoment der in dem concaven Winkel befindlichen Flügel ist entgegengesetzt dem der Flügel in dem convexen Winkel. Wenn nun der letztere auch gröſser ist, so kann das doch compensirt werden, wenn man in der Nähe der Glocke in der Richtung I die Flamme aufstellt, da dann die Flügel in dem concaven Winkel bei der geringeren Entfernung von der Flamme stärker erwärmt werden, als die in dem convexen Winkel.

Bei einem ausgeführten Versuch war der innere Halbmesser der Glocke 85^{mm}, und ein Drehkreuz von 56^{mm} Durchmesser war 33^{mm} weit vom Centrum derselben aufgestellt. Um schon bei gröſserem Druck das vorgesteckte Ziel zu erreichen, wurde die Glocke mit Wasserstoffgas gefüllt. Bei demselben Druck wurde die Flamme nach einander in die mit I, II, III, IV bezeichneten Stellungen gebracht, so daſs sie in jeder 300^{mm} vom Centrum des Drehkreuzes entfernt war; sie blieb jedes Mal so lange stehen, bis eine Aenderung in der Drehung nicht mehr wahrzunehmen war. Es tritt dieser Punkt wieder ein, sobald die Temperatur der Glocke bei der neuen Stellung der Flamme constant geworden ist.

Druck in Millimeter Quecksilber	Dauer der Drehung bei den verschiedenen Stellungen der Flammen in Secunden			
	I	II	III	IV
0,8	steht	steht	rechts 24	steht
0,1	"	"	rechts 10	"
0,012	links 20	"	rechts 2	rechts 40
0,001	links 30	rechts 8	rechts 3	rechts 12

Diese Drehung in verschiedenem Sinne nach der Stellung der Flamme tritt leichter ein, wenn die Flügel weniger gedreht sind und die inneren Seiten derselben berufst werden. In einem solchen Fall hat sich noch eine andere Erscheinung bemerklich gemacht. Da bei der Flammenstellung IV ein Rechtsdrehen und bei I ein Linksdrehen erfolgt, so giebt es eine Zwischenstellung, bei der keine Bewegung eintritt. Sucht man durch Probiren diese Ruhestellung auf, so zeigt sich, dafs dieselbe bei stärkerem Verdünnen weiter nach I rückt. Wird die Flamme von Anfang an in eine Lage zwischen den äufsersten Punkten der Ruhestellung gebracht, so tritt beim Auspumpen zuerst Rechtsdrehen, dann Stillstand und schliefslich Linksdrehen ein. Diese Erscheinung kann davon herrühren, dafs die Reibung mit der Verdünnung abnimmt. Von der näheren Glaswand her werden die Flügel von einer gröfseren Anzahl Molecüle getroffen, als von der entgegengesetzten. Wird nun die den Flügeln parallele Componente beim Anprall mehr oder weniger vollständig aufgehoben so entsteht dadurch ein Drehungsmoment nach rechts. Nimmt bei sehr starker Verdünnung diese Aufhebung ab, findet mehr Gleitung statt, so wird das Drehungsmoment nach rechts verringert und es kann das nach links überwiegend werden.

Zum Versuch wurde ein Cylinder von 78^{mm} Durchmesser und ein Rad ähnlich dem vorigen benutzt, nur waren die inneren Flügelseiten berufst. Die Drehungsaxe war etwa 5^{mm} vom Centrum des Cylinders entfernt, und die Flamme wurde in eine Stellung ähnlich der Lage V Fig. 3 gebracht. Der leichteren Beweglichkeit halber wurde Wasserstoff angewendet. Der Factor für die Verdünnung durch einen Pumpenzug war $\frac{1}{1{,}78}$.

Entfernung der Flamme vom Centrum	Druck des Gases in Millimeter Quecksilber	Dauer einer Drehung in Secunden
250^{mm}	0,05	rechts 4
»	0,01	rechts 10
»	nach 3 Zügen	steht
»	nach 4 Zügen	links 10

§. 14. Denkt man sich ein Rad wie das zuletzt angewendete centrisch unter einem Cylinder aufgestellt, so ist für sehr starke Verdünnung der Druck auf die Flächeneinheit der Flügel

$$= \tfrac{1}{2} p \frac{1}{273+t} \left\{ \varphi(l)\, e^{-\frac{R}{l}} \Delta t - \varphi_1(l)\, e^{-\frac{R_1}{l}} \Delta t_1 \right\}.$$

Der Werth von $e^{-\frac{R}{l}}$ übertrifft den von $e^{-\frac{R_1}{l}}$, so lange l noch mehrfach kleiner als R ist, in solchem Maafse, dafs das erste Glied überwiegt, wird aber l sehr grofs, so werden $\varphi(l)\, e^{-\frac{R}{l}}$ und $\varphi_1(l) e^{-\frac{R_1}{l}}$ nach dem, was bei der Herleitung dieser Ausdrücke darüber gesagt ist, nahezu gleich, und es überwiegt dann das zweite Glied, weil Δt_1, welches sich auf die berufste Fläche bezieht, gröfser

ist als Δt. Es kann daher eine Umkehr der Drehung eintreten, so dafs schliefslich dieselbe im Sinne der berufsten Seite stattfindet. Eine solche Umkehr habe ich nicht nachweisen können. Es kann das an dem Einfluſs der Reibung liegen, mag aber gelingen, wenn statt der Aluminiumflügel Glimmerblättchen genommen werden, da bei diesen der Temperaturunterschied der beiden Seiten gröfser seyn wird.

§. 15. Nach §. 7 kommt die Bewegung, so lange das Gas mäfsig verdünnt ist, durch eine auf die Ränder der Flügel ausgeübte Einwirkung zu Stande. Es mufs darnach die Bewegung leichter stattfinden, wenn statt der vollen Flügel durchbrochene angewendet werden.

Von 8 gleich beschaffenen Aluminiumblättchen wurden aus 4 je vier Rechtecke von 1^{mm} Breite und 9^{mm} Länge ausgeschnitten, sie wurden dann sämmtlich an einem Rande umgebogen, so dafs sie an einem Drehkreuz, die durchbrochenen mit der langen Seite der Ausschnitte senkrecht, aufgehängt werden konnten, und auf einer Seite möglichst gleichmäfsig berufst. Die Flügel bildeten Quadrate von 13^{mm} Seite, der Durchmesser des Rades betrug 54^{mm} und das Gewicht desselben mit vollen Flügeln $0{,}150^{grm}$ mit leeren $0{,}135^{grm}$. Beim Anhängen der Flügel wurde darauf gesehen, dafs Lage und Entfernung derselben in beiden Fällen gleich war, und die Aufstellung unter einem Cylinder von 63^{mm} Durchmesser war möglichst centrisch.

Rad mit vollen Flügeln.

Entfernung der Flamme vom Centrum	Druck des Gases in Millimeter Quecksilber	Dauer einer Drehung in Secunden
132^{mm}	0,42	40
„	0,11	9
„	0,03	4
„	0,01	3,8

Rad mit durchbrochenen Flügeln.

Entfernung der Flamme vom Centrum	Druck des Gases in Millimeter Quecksilber	Dauer einer Drehung in Secunden
132mm	0,84	44
„	0,42	21
„	0,03	3,3
„	0,01	3,4

Der Unterschied in der Drehung in dem einen und andern Fall ist derartig, dafs die Abnahme des Widerstandes in Folge des geringeren Flächeninhalts der durchbrochenen Flügel nicht ausreicht, denselben herbeizuführen; es ist eine Zunahme des Drehungsmoments bei den durchbrochenen Flügeln eingetreten.

V. *Ueber eine magneto-elektrische Maschine mit continuirlichem Strom; von Hrn. Gramme.*

(*Compt. rend. T. LXXIII, p.* 175.)

Im Allgemeinen sind die Inductionsströme instantan und hin- und hergehend; es ist indefs nicht unmöglich, sie ohne diese beiden Eigenschaften zu erzeugen.

Betrachten wir z. B. einen langen Elektromagnet EE' d. h. einen langen Stab von weichem Eisen, der mit einem isolirten Leitdraht umwickelt ist. Führt man in constanter Entfernung von ihm einen Magnetstab SN parallel mit sich, mit gleichförmiger Geschwindigkeit an ihm entlang, so wird der Pol S in dem weichem Eisen einen Magnetpol entwickeln, der sich gleichzeitig mit dem Magnetstab NS verschiebt. Die Verschiebung dieses Pols im Innern

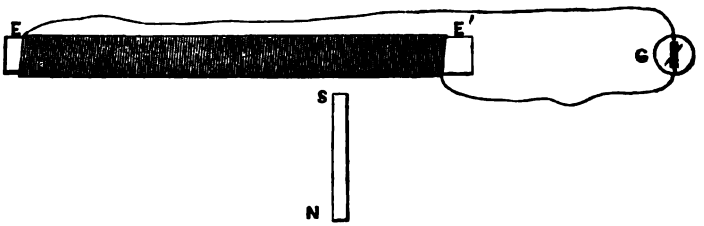
des Eisens erzeugt in dem Leitdraht einen Inductionsstrom, den man mittelst eines Galvanometers *G* sichtbar machen kann.

Dieser Strom ist instantan und er behält gleiche Richtung während der ganzen Dauer der Bewegung des Elektromagnets zwischen den Enden *EE'* des Eisenstabes.

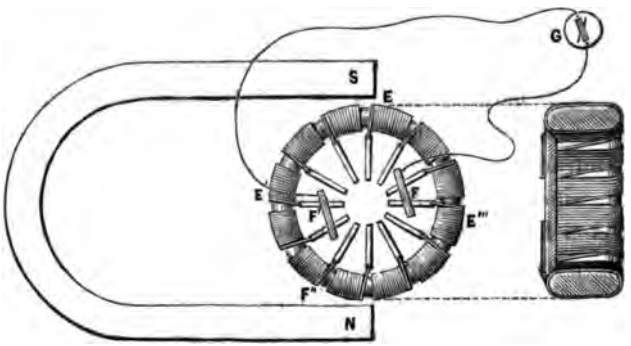
Freilich entsteht, wenn die Bewegung des Magnets in dem Sinne fortdauert und dabei das Ende *E'* überschreitet, ein Inductionsstrom von umgekehrter Richtung, allein das ist eine andere Seite des Phänomens, deren Studium nicht hierher gehört.

Dieser Versuch erweckt den Gedanken, daſs es bei Anwendung gehöriger Kunstgriffe möglich sey, einen Apparat zu construiren, der continuirliche Ströme während unbegränzter Zeit liefert.

Figur 1.



Figur 2.



Gesetzt nämlich der Eisenstab habe, statt der geraden Gestalt in Fig. 1, die kreisrunde *EE'E''E'''* (Fig. 2), und

sey der Wirkung der beiden Pole *N* und *S* eines Hufeisenmagnets *NOS* unterworfen, werde auch um seinen Mittelpunkt mit gleichförmiger Geschwindigkeit in dem vom Pfeile angedeuteten Sinn gedreht.

Der Pol *S* wird in dem ihm benachbarten Theil des Ringes einen Strom erregen, dessen Richtung entweder durch directen Versuch bestimmt werden kann, oder indem man ihn auf den für den geraden Elektromagnet angegebenen zurückführt. Man begreift leicht, dafs der Pol *N* in seiner Nähe einen gegen den vorigen umgekehrten Strom hervorrufen wird. Endlich ist leicht erklärlich, dafs in den rechtwinklich daran gelegenen Theilen des Ringes, welche man *Mitten* nennen kann, kein Strom entsteht. Will man also die beiden gleichzeitig erzeugten entgegengesetzten Ströme in dem Draht des elektromagnetischen Ringes sammeln, so genügt an den mittleren Theilen zwei Reiber (*frotteurs*) anzubringen, welche gleichsam die Reophore dieser neuen Säule sind.

Es wird zweckmäfsig seyn, über diese Reiber einige Details zugeben.

Ist der Ring mit einem sehr dicken Draht umwickelt und zwar nur mit einer Lage von Windungen, wie es für gewisse Zwecke nützlich seyn kann, so reicht es hin, den Draht auf einer Linie zu entblöfsen und die Reiber gegen diesen entblöfsten Theil anzudrücken. Wenn man aber feineren Draht anwendet und ihn viele Lagen von Windungen machen läfst, so ist man genöthigt folgendermaafsen zu verfahren. Man wickelt eine gewisse Anzahl Drahtwindungen auf, 300 z. B., die einer Abtheilung (*tranche*) des Ringes entsprechen, befestigt darauf den Draht an ein isolirtes Messingstück, gegen welches die Reiber drücken; man fährt nun fort, ohne den Draht zu unterbrechen, den Ring mit 300 Windungen zu umgeben, welche eine neue Abtheilung des Ringes bilden, befestigt an den Draht ein zweites Messingstück nahe dem ersten und so fort. Auf diese Weise bildet der um den Ring gewickelte Draht einen endlosen Leiter, getheilt in eine

gewisse Anzahl gleicher Theile, deren Verbindungspunkte gelöthet sind an Metallstücke von gehöriger Festigkeit und Gestalt, um einer fortgesetzten Reibung widerstehen zu können. Diese Messingstücke, die als Radien seitwärts am Ringe angebracht sind, sieht man in Fig. 2. Die Reiber *F* drücken zugleich auf mehre von ihnen.

Leicht begreiflich ist nun, wie man auf den Ring zwei Magnete statt des einen wirken lassen kann, d. h. vier oder selbst mehre Pole statt der zwei. Es ist unnöthig zu sagen, daſs man immer einen Reiber zwischen zwei Pole gebraucht, folglich soviele Reiber als Pole.

Endlich ist es möglich statt der erregenden Magnete Elektromagnete anzuwenden, die nach der bekannten Methode von einem Theil des Stromes der Maschine selbst animirt werden. Beim Beginn der Bewegung inducirt der remanente Magnetismus dieser Elektromagnete einen schwachen Strom im Ringe; die Hälfte dieses Stromes dient zur Erregung dieser inducirenden Elektromagnete und bald gelangt die Maschine zur Wirksamkeit.

Die der Akademie vorgelegte Maschine ist genau von dieser Einrichtung. Sie besitzt zwei Elektromagnete und folglich vier auf den Ring wirkende Pole. Sie hat vier Reiber, deren zwei die Hälfte des Stroms in die Elektromagnete führen, während die beiden anderen den äuſseren Strom liefern. Auf jeden Arm dieser Elektromagnete sind 7 Kilogrm. Kupferdraht von 3 Mllm. Durchmesser gewickelt. Der Ring ist mit 200 Meter Draht von 2 Mllm. Durchmesser belastet, etwa 7 Kilogrm. wiegend.

Diese Maschine wird von einem Schwungrade durch Menschenkraft bewegt: Sie gestattet Wasser im Voltameter zu zersetzen, 25 Centm. Eisendraht von 0,9 Mllm. Durchmesser zum Glühen und Schmelzen zu bringen; wie langsam man auch die Maschine drehe, sie lenkt die Nadel eines groben Galvanometers von einer einzigen Drahtwindung ab. Die Wirkungen sind kräftiger, in dem Maaſse als man die Rotationsgeschwindigkeit steigert, bis zum Maximum von 7 bis 800 Umgängen in der Minute,

welches man leicht mittelst einer Dampfmaschine erreicht. Die Wirkungen sind übrigens verschieden, je nach der Natur des auf den Ring gewickelten Drahts. Quantitäts-Effecte erhält man mittelst eines kurzen und dicken Drahts, Tensions-Effecte mittelst eines dünnen und langen.

Mit einem Wort, man kann mit dieser Maschine alle Wirkungen der Säule erhalten, und es steht deshalb zu glauben, daſs sie dieselbe in vielen Fällen zu industriellen Anwendungen und wissenschaftlichen Untersuchungen mit Vortheil ersetzen könne [1]).

VI. *Untersuchung der Gramme'schen elektrodynamischen Maschine; von E. Hagenbach.*

(Aus d. *Arch. d. sciences physique etc.* 1876, März, vom Hrn. Verf. mitgetheilt.

Das neuerdings für die Universität zu Basel errichtete physico-chemische Institut, welches zum Andenken an die groſsen Baseler Mathematiker Bernoulli den Namen *Bernoullianum* erhalten hat, besitzt einen groſsen Saal für populäre Vorlesungen. Dieser Saal ist so eingerichtet, daſs die Bilder des Sonnenmikroskopes, der Laterna magica, des Spectroskops u. s. w. leicht auf eine groſse mit Magnesia geweiſste Wand von 6 Meter Breite projicirt und somit einer Versammlung von 4 bis 500 Zuhörer auf einmal gezeigt werden können. Nach Belieben kann man hiezu Sonnenlicht, elektrisches Licht oder Drumond'sches Licht anwenden. Da die Erzeugung des elektrischen Lichts mittelst einer Bunsen'schen oder Deleuil'schen Batterie immer sehr unangenehm und kostspielig ist, so

1) In den *Compt. rend. T. LXXIII, p.* 543 nimmt Hr. Pacinotti in Pisa die Priorität dieser Erfindung für sich in Anspruch, sich dabei auf eine Note in dem *Il Nuovo Cimento T. XIX* berufend.

nahm ich mir vor, statt deren eine elektrodynamische Maschine anzuwenden. Dazu wurde ich um so mehr veranlafst, als wir durch die Wasserleitung der Stadt über eine Kraft von etwa anderthalb Pferden in unserem physikalischen Laboratorium zu verfügen haben. Die HH. Heilmann, Ducommun und Steinlen zu Mühlhausen, die schon seit einem Jahre ihre grofse Giefserei durch vier Gramme'sche Maschinen beleuchten und gegenwärtig selbst solche Machinen verfertigen, hatten die Güte, uns eine derselben auf einige Zeit zu überlassen. Ich benutzte dieselbe, nicht blofs mich zu überzeugen, dafs sie zu der erforderlichen Beleuchtung hinreichend sey, sondern auch um die physikalischen Eigenschaften des Apparates näher zu untersuchen. Da sich mit mehr oder weniger Gewifsheit voraussehen läfst, dafs die elektro-magnetischen Maschinen in nicht ferner Zukunft die unbequemen galvanischen Batterien zur Erzeugung starker Ströme ersetzen werden, so werden die Resultate der Untersuchungen, die ich zu einem speciellen Zweck unternommen habe, auch ein allgemeines Interesse erwecken.

Die in Untersuchung genommene Maschine entspricht ziemlich genau dem auf der zweiten Tafel des Werks von Hrn. Niaudet-Breguet abgebildeten Typus [1]). Die Breite der Maschine und folglich die Länge des Elektromagnets beträgt 27^{cm}. Die innere bewegliche Drahtrolle mit dem Ring von weichem Eisen besteht aus zwei Theilen, die sich einer nach dem andern in die Kette einschieben; jede dieser Hälften besteht aus 48 kleinen Spiralen. Der ganze Strom, d. h. derjenige, welcher in der äufseren Kette wirkt, circulirt auch um den Elektromagnet. Diese Maschine ist übrigens nicht von letzter Einrichtung. Die HH. Heilmann, Ducommun und Steinlen verfertigen jetzt vervollkommnete Maschinen, welche günstigere Effecte geben.

1) Niaudet-Breguet, *Machines magnéto-électriques de Gramme. Paris* 1875.

Durch die Methode der Wheatstone'schen Brücke fand ich den galvanischen Widerstand

für den Elektromagnet	1,26	Siemens-Einheiten
für die innere Drahtrolle (beide Theile)	0,62	
im Ganzen	1,88.	

Die elektromotorische Kraft der Gramme'schen Maschine ist, wie leicht erklärlich, eine veränderliche Gröfse. Sie hängt ab von der Geschwindigkeit, mit welcher die innere Drahtrolle gedreht wird, und von der Intensität des Stroms, welcher den Elektromagnet umkreist. Diese letztere hängt ihrerseits von dem Widerstand der äufseren Kette ab.

Um die zur Berechnung der elektromotorischen Kraft erforderlichen Messungen der Stromstärke auszuführen, leitete ich einen schwachen Theil des Stromes ab, um ihn durch ein Edelmann'sches Spiegelgalvanometer zu messen. Ein vorläufiger Versuch hatte mir gezeigt, wie viele Kubikcentimeter Knallgas der Hauptstrom in der Minute liefern mufste, um das Galvanometer einen Grad abzulenken. Ich drücke die Stromstärken durch das in einer Minute gelieferte und auf 0^{0} und $0^{mm},760$ reducirte Volum Knallgas aus. Ein Kubikcentimeter Gas entspricht 0,0009926 chemischen Einheiten von 9 Milligrm. in der Secunde zersetzten Wassers. Aus dem Werthe der Stromstärke und dem des Widerstandes konnte man hierauf den der elektromotorischen Kraft ableiten. Ich drücke diese aus in Elementen der Deleuil'schen Zink-Kohlen-Elemente, wie ich sie gewöhnlich zur Erzeugung des elektrischen Lichtes anwende. Ich schätze die elektromotorische Kraft einer dieser Deleuil'schen Elemente auf 0,0192 chemische Einheiten oder 1,6 Daniell.

Die Zahl der Umläufe der Maschine wurde mittelst eines Deschiens'schen Zählers bestimmt.

Um vorläufig auszumitteln, in welchem Maafse die Stromstärke und die elektromotorische Kraft von der

Umlaufsgeschwindigkeit und dem äufseren Widerstand abhängen, machte ich zunächst folgende Versuche.

Ich liefs die Maschine mit verschiedener Geschwindigkeit gehen, indem ich verschiedene äufsere Widerstände einschaltete, und maafs dann die Intensität des Stroms, aus welcher ich die elektromotorische Kraft ableitete. Solchergestalt erhielt ich folgende Resultate:

I. Die Strombahn der Maschine wurde durch einen so kurzen und dicken Draht geschlossen, dafs sein Widerstand vernachlässigt werden konnte. Man hatte also einen äufseren Widerstand gleich Null und einen Gesammtwiderstand gleich 1,88 Siemens-Einheiten.

Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Kubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen	Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Kubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen
285	46	4,5	817	160,3	15,6
386	78,0	7,6	879	166,6	16,2
421	86,0	8,4	930	172,5	16,8
495	97,4	9,4	978	177,7	17,3
537	112,6	10,9	1045	183,0	17,8
584	123,8	12,0	1082	186,8	18,2
744	150,7	14,6			

II. Die Strombahn der Maschine wurde durch einen längeren mit Guttapercha überzogenen Kupferdraht geschlossen, der einen Widerstand von 0,5 Simens-Einheiten darbot, was den gesammten Widerstand zu 2,98 Simens-Einheiten ergab.

Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Kubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen	Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Kubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen
253	9,3	1,4	906	140,7	17,3
365	44,4	5,5	981	147,9	18,2
450	69,0	8,5	1109	161,7	19,9
597	96,8	11,6	1175	166,4	20,5
818	129,8	16,0	1283	176,3	21,7

III. Es wurde in die Strombahn ein noch längerer Draht, von zwei Siemens-Einheiten, eingeschaltet, was einen Gesammtwiderstand von 3,88 dieser Einheiten ergab.

Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Kubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen	Zahl der Umläufe in der Minute	Stromstärke, Cubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen
539	41,0	8,2	1178	110,5	22,2
707	70,0	14,0	1416	129,8	26,0
905	91,2	18,3	1584	142,1	28,5

Wenn man diese Resultate graphisch darstellt, und dabei die Zahl der Umläufe als Abscissen und die Stromstärken als Ordinaten annimmt, so erhält man Curven die wenig von der geraden Linie abweichen, eine schwache Concavität gegen unten zeigen. Die Stromstärke wächst also sehr nahe proportional der Rotationsgeschwindigkeit. Vergrößerte man noch diese Geschwindigkeit durch eine stärkere Triebkraft, so würde man wohl die Stromstärke noch erhöht haben, wenn nicht die Maschine sich über 2000 Umläufe in der Minute zu sehr erhitzt hätte.

Wenn man aus obigen Tafeln die elektromotorischen Kräfte für eine selbe Zahl von Umläufen, aber für verschiedene Stromstärken, oder die elektromotorischen Kräfte für dieselbe Stromstärke, aber verschiedene Zahl von Umläufen durch Interpolation ableitet, so erkennt man leicht, daſs für schwache Stromstärken die elektromotorische Kraft mit der Stromstärke wächst. Wenn aber letztere so groſs wird, daſs sie 80 Cubikcentm. Gas in der Minute entwickelt, nimmt die elektromotorische Kraft nicht merklich mehr mit der Stromstärke zu, ohne Zweifel weil der schwache Strom hinreicht zur Erzeugung einer vollständigen Magnetisirung. Ueberdieſs erkennt man, daſs für eine constante Stromstärke die elektromotorische Kraft nahezu proportional ist der Anzahl der Umläufe, was nach dem Inductionsgesetz so seyn muſs.

Zur Erzeugung des elektrischen Lichts gebrauchte ich einen Serrin'schen Regulator. Ich maaſs die Lichtstärke

mittelst eines Bunsen'schen Photometers, dabei als Lichteinheit die einer normalen Paraffinkerze von $21^{mm},4$ Querschnitt und einer Flammenhöhe von $41^{mm},3$ nehmend. Um den Widerstand nach der Einschaltung der elektrischen Lampe zu messen, maſs ich die Zahl der Umläufe und die Stromstärke, nahm dann den elektrischen Regulator fort und schaltete nun immer gröſsere Widerstände ein, bis ich auf die zuvor erhaltene Zahl von Umläufen und Stromstärken gelangt war. Solchergestalt erhielt ich für den der elektrischen Lampe entsprechenden Widerstand 4,75 Siemens-Einheiten, was für den gesammten Widerstand während der Erzeugung des elektrischen Lichts 6,63 solcher Einheiten giebt.

Die ausgeführten Messungen der Lichtstärke und der entsprechenden Stromstärke führten mich durch Rechnung und Interpolation zu folgenden Resultaten:

Zahl der Umläufe in der Minute	Lichtstärke in normalen Kerzen	Stromstärke Cubikcentim. Gas in der Minute	Elektrom. Kraft in Deleuil's Elementen
1700	506	119	40,8
1800	567	126	43,2
1900	628	133	45,6
2000	689	140	48,0

Versuche mit dem Prony'schen Dynamometer zeigten mir, daſs man zur Lichterzeugung bei 1800 Umläufen in der Minute etwa 90 Kilogrammeter verbraucht d. h. mehr als eine Pferdekraft.

567 normale Kerzen entsprechen etwa 80 Carcel'schen Brennern, man braucht also zur Ersetzung eines Carcel'schen Brenners durch unsere Maschine 1,1 Kilogrammeter. Neuerdings hat Hr. Tresca Versuche mit zwei gröſseren Gramme'schen gemacht, um die zur Lichterzeugung durch einen Carcel'schen Brenner erforderliche Arbeit zu bestimmen [1]).

1) *Compt. rend.* 1876, *T. LXXXII, p.* 299.

Vereinigen wir seine Resultat mit den unserigen, so haben wir

Maschine, berechnet für einen Brenner		Arbeit für einen Brenner		
1850	Brenner	0,3	Kilogrammeter	(Tresca)
302	„	0,7	„	(Tresca)
80	„	0,1	„	(Hagenbach).

Dieser Versuch führt also zu dem Schluſs, zu dem schon Hr. Tresca gekommen ist, daſs groſse Maschinen vortheilhafter sind als kleine.

Der Schmid'sche Wassermotor, der die Gramme'sche Maschine in Bewegung setzte, verbrauchte in der Minute etwa 280 Liter Wasser bei $4\frac{1}{2}$ Atmosphären. Zum Preise von 2 Centimes für hundert Liter kostet also das elektrische Licht mit diesem Apparate 3,40 francs per Stunde.

Der galvanische Widerstand eines meiner Deleuil'-Elemente ist = 0,083 Siemens-Einheiten. Man bedarf also 72 Elemente hinter einander, um dasselbe Licht mit der Gramme'schen Maschine bei 1700 Umläufen in der Minute zu erzeugen und 86 Elemente mit dieser Maschine bei 2000 Umläufen hervorzubringen. Daraus folgt offenbar, daſs die Anwendung der Gramme'schen Maschine für die Erzeugung von elektrischem Licht nicht nur den Vorzug der gröſseren Bequemlichkeit, sondern auch den einer gröſseren Wohlfeilheit besitzt.

Die von mir angewandte Gramme'sche Maschine reicht hin, um Photographien, mikroscopische Präparate und Spectren in groſsem Maaſsstabe zu projiciren.

VII. *Eine neue Methode der Farbenmischung; von Wilhelm v. Bezold.*

(Aus d. Berichten d. Bayer. Akad. vom Hrn. Verf. mitgetheilt)

Bekanntlich war es Helmholtz, welcher zuerst erkannte, daſs zwischen der Mischung von Farben und jener von Farbstoffen ein wesentlicher Unterschied besteht.

Er zeigte, daſs die Farbe, welche man durch das Vermengen von zwei oder mehreren Pigmenten erhält, sich oft ganz beträchtlich von jeder unterscheidet, die man wahrnimmt, wenn man das von den betreffenden Pigmenten herrührende oder ihnen entsprechende Licht gleichzeitig auf die nämliche Netzhautstelle wirken läſst.

Man muſste deſshalb zur Erreichung des letzteren Zieles besondere Methoden ersinnen, die sich im Grunde genommen sämmtlich in die folgenden drei Gruppen einreihen lassen:

Man bringt entweder verschiedene Stellen verschiedener Spectra zur Deckung, oder man läſst von der Vorderfläche einer ebenen unbelegten Glasplatte das Bild einer gefärbten Fläche reflectiren, während man zugleich durch die Platte nach einer andersfarbigen Fläche blickt, oder man benutzt endlich noch die Nachwirkung des Lichteindruckes, indem man Scheiben, die mit verschiedenfarbigen Sectoren versehen sind, in rasche Rotation versetzt.

So trefflich diese Methoden sind, um das Gesetz der Farbenmischung zu studiren, so ist doch keine von ihnen recht geeignet, um eine dieses Gesetz versinnlichende Farbentafel in wirklichen Farbstoffen auszuführen.

Zwar kann man mit Hülfe des Farbenkreisels die Lösung dieser Aufgabe versuchen, aber nur mit viel Mühe und mit groſsem Zeitaufwande. Hat man z. B. die beiden Hälften der rotirenden Scheibe mit zwei verschiedenen Farben bemalt, so kann man nach längerem Probiren sehr

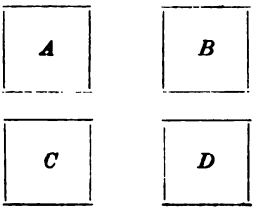
wohl die Farbe ausfindig machen, welche man etwa auf einer kleineren centralen Scheibe aufzutragen hat, damit das Ganze bei gemeinschaftlicher Rotation vollkommen einfarbig erscheine. Alsdann hat man auf der kleinen Scheibe die wahre Mischfarbe aus den beiden anderen. Diese Methode ist jedoch äufserst umständlich und zeitraubend, da man bei jeder einzelnen Probe die kleine Scheibe abnehmen, ihre Farbe corrigiren, sie alsdann wiederum anbringen und den Kreisel abermals in Bewegung setzen mufs, um sich von dem Erfolge der vorgenommenen Aenderung zu überzeugen.

Ueberdies erfordern die Versuche mit dem Farbenkreisel viel Sorgfalt und genaue Bekanntschaft mit derartigen Experimenten, wenn Irrthümer in Folge von Contrastwirkungen oder mangelhafter Beleuchtung ausgeschlossen seyn sollen.

Diese Uebelstände sind bei der Methode vermieden, welche hier beschrieben werden soll. Sie gestattet, die wahre Mischfarbe zweier Farben durch Farbstoffe wiederzugeben ohne irgend gröfsere Schwierigkeiten darzubieten, als jene sind, welche man bei dem Copiren irgend einer beliebigen Farbe zu überwinden hat.

Man erreicht dieses Ziel durch die folgende Vorrichtung (Fig. 3, Taf. VIII):

Das eine (untere) Ende eines innen geschwärzten Rohres *R* ist mit einer gleichfalls auf der Innenseite geschwärzten Platte *P* verschlossen. Diese Platte hat vier gleich grofse quadratische Oeffnungen, welche in den Ecken eines Rechteckes liegen, wie durch das folgende Schema versinnlicht wird.



Am anderen Ende des Rohres in einem besonderen Auszugsrohre r befindet sich ein achromatisirtes Kalkspathprisma, das so orientirt wird, dafs eine brechende Kante der schmäleren Seite des aus den vier Quadraten gebildeten Rechteckes parallel zu liegen kommt.

Alsdann erblickt man durch dieses Prisma im Allgemeinen jedes der Quadrate verdoppelt, mithin acht Quadrate, von denen bei passender Wahl der Dimensionen die vier mittleren paarweise zur Deckung kommen, so dafs man schliefslich nunmehr sechs Quadrate vor sich sieht.

Bezeichnet man die beiden von jedem Quadrate mit Hülfe des Prismas entworfenen Bilder durch A und A', B und B' u. s. w., so kommen bei richtigem Abstande von Prisma und Platte A' mit B und C und D zur Deckung.

Das folgende Schema macht dies anschaulich:

A	$A'+B$	B'
C	$C'+D$	D'

Bringt man nun unter A und B zwei verschieden gefärbte Flächen a und b an, so zeigt das mittlere der drei in oberster Reihe stehenden Quadrate die Mischfarbe aus beiden, während man in A und B' die Componenten vor sich hat.

Sucht man nun jene Farbe c, welche man unter C und D zu liegen hat, damit die beiden mittleren Quadrate d. h. $A'+B$ und $C'+D$ genau gleich gefärbt erscheinen, so ist jene dritte Farbe eben die Mischfarbe aus beiden.

Stimmen die beiden mittleren Quadrate in der Farbe noch nicht ganz genau mit einander überein, so ist es

für Jemand, der einigermaafsen mit dem Pinsel umzugehen versteht, im Allgemeinen nicht sehr schwer, die vollkommene Uebereinstimmung herbeizuführen.

Die Helligkeit der auf diese Weise erzielten Mischfarbe ist das arithmetische Mittel aus den Helligkeiten der beiden Componenten.

Bezeichnet man die Intensitäten der beiden unter A und B liegenden Farben durch J_a und J_b und jene der unter C und D befindlichen Mischfarbe durch J so ist

$$2J = J_a + J_b$$

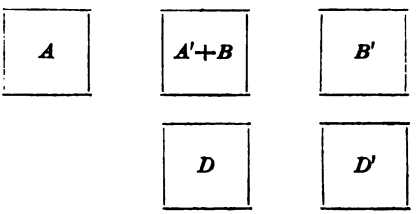
oder

$$J = \frac{J_a + J_b}{2}.$$

Man erhält demnach genau dieselbe Farbe sowohl in Ton als in Helligkeit, welche der Farbenkreisel zeigt, wenn man die beiden Hälften der rotirenden Scheibe mit den unter A und B liegenden Farben bemalt hat.

Ebenso leicht läfst sich die Mischfarbe mit der Helligkeit $J' = 2J$ herstellen, d. h. jene Farbe, welche man in dem oberen mittleren Quadrate direct vor sich sieht.

Man braucht nämlich nur das eine der Quadrate C oder D durch einen darunter angebrachten undurchsichtigen Schieber S zu verschliefsen. Dann sieht man nur mehr 5 Quadrate, wie beistehendes Schema zeigt:



Hat man nun in D die gleiche Farbe wie in $A' + B$, so ist dies eben die Mischfarbe wie sie durch Uebereinanderlagerung der Farben A und B entsteht und dann ist

$$J_d = J_a + J_b.$$

Die eben erwähnten Schieber gestatten auch vortrefflich den Nachweis, dafs die bei geöffneten Schiebern im

mittleren Felde erscheinende Farbe thatsächlich aus den seitlich sichtbaren zusammengesetzt ist. Man braucht nämlich nur die zu mischenden Farben unter den verschliefsbaren Oeffnungen anzubringen und bald die eine, bald die andere wirklich zu verschliefsen, so sieht man wie das mittlere Quadrat bald die eine, bald die andere Farbe zeigt.

Damit man nicht ausschliefslich auf horizontale Lage der Probeobjecte angewiesen sey, ist das Rohr um eine Axe *A* drehbar, die in einer Schraube endigt, auf welche eine bewegliche Mutter *K* als Klemme aufgesetzt ist.

Auf den ersten Blick könnte man vielleicht glauben, dafs dieser Apparat, den man etwa Mixoskop (abgekürzt aus Mixochromoskop) nennen könnte, dem Farbenkreisel nachstünde, da man nicht wie dort im Stande ist, das Mischungsverhältnifs der beiden Componenten beliebig zu verändern. Durch Anbringung eines Nicols und einer Gradtheilung über dem Kalkspathprisma wäre dieser Mangel leicht zu beseitigen. Da nämlich die beiden Bilder, welche sich in den mittleren Quadraten über einander lagern, in aufeinander senkrechten Ebenen polarisirt sind, so kommen die beiden Componenten nur dann in ihrem urprünglichen Intensitätsverhältnisse zur Geltung, wenn die Polarisationsebene des Nicols einer der Diagonalen der Quadrate parallel ist. Bei jeder anderen Orientirung des Nicols wird dieses Verhältnifs ein anderes, durch Ablesung am Gradbogen leicht bestimmbares.

Den Zweck, den ich bei Construction dieses Apparates eigentlich verfolgte, nämlich die Herstellung einer wirklichen Farbentafel, läfst sich jedoch ohne diese Complication ebenso gut erreichen. Da man nämlich in diesem Falle doch Scalen von Mischfarben effectiv ausführen mufs, so ist es ganz gleichgültig ob man die Zwischenstufen dadurch erzielt, dafs man die Intensitäten der Componenten durch physikalische Hülfsmittel verändert oder durch allmäliges Weiterschreiten von einer Zwischenstufe zur anderen.

Man kann zu dem Ende verschiedene Wege einschlagen.

Man kann z. B. bei festgehaltenem Farbentone und constanter Reinheit nur die Helligkeit successive verändern.

D. h. Man kann zuerst jene Reihen von Farben herstellen, welche bei Repräsentation des Farbensystemes durch einen Kegel auf Gerade zu liegen kämen, die durch die Kegelspitze führen.

Zur Herstellung solcher Scalen, bei denen die Helligkeit das allein wechselnde Element ist, eignet sich der Apparat in hohem Grade.

Auf der inneren Seite der die Quadrate tragenden Platte ist nämlich die Helligkeit nahezu gleich Null, wie man sieht, wenn man ein Stück tief schwarzen Sammets oder ähnliche Körper an die Stelle der gefärbten Flächen bringt, die sämmtlich nun grau erscheinen. Man drückt demnach durch Schliefsen einer Oeffnung die Helligkeit des mittleren Quadrates nahezu auf die Hälfte von jener herab, welche dieses Quadrat zeigte, wenn beide Oeffnungen frei und unter beiden die nämliche Farbe angebracht war.

Schliefst man nun C und bringt man dann unter A und B eine Fläche von solcher Beschaffenheit, dafs das mittlere Quadrat $A' + B$ dem darunter befindlichen D vollkommen gleich scheint, so mufs die unter D befindliche Fläche die doppelte Helligkeit besitzen, während Ton und Helligkeit die nämlichen sind.

Nimmt man nun $J_a = J_b = J$ als Ausgangspunkt, so ist

$$J_b = 2J = J'.$$

Macht man nun $J_a = 2J$ und $J_b = J$, so wird der neue Werth von

$$J_d = 3J = J''.$$

Indem man sowohl $J_a = 2J$ als auch $J_b = 2J$ wählt, erhält man

$$J''' = 4J,$$

ein Resultat, zu welchem man auch durch Combination von J' und J'' gelangen kann, so dafs man gleich ein Mittel hat um sich von der Richtigkeit der früher gewonnenen Resultate zu überzeugen.

In vollkommen analoger Weise kann man verfahren, um zwischen zwei ganz beliebigen Farben die intermediären Farben zu finden.

Dieser Apparat gestattet demnach besser als irgend eins der bisher bekannten Hülfsmittel, eine richtige Farbentafel oder einen Farbenkegel in wirklichen Pigmenten auszuführen [1]).

VIII. *Bemerkung zu den von Hrn. Klingel aufgestellten Sätzen;* *von R. L. Bauer in Karlsruhe.*

Im Bd. 158, S. 160 etc. dieser Annalen äufsert Hr. Ober-Baurath Klingel: Es habe sofort auffallen müssen, dafs die für Wasserstoff geltende Gröfse R dem mechanischen Wärmeaequivalent an Werth fast genau gleichkomme; doch sey diese Uebereinstimmung bis zum Beweise des Gegentheils als Zufall betrachtet worden. Dieser Beweis des Gegentheils, d. h. den Zusammenhang des mechanischen Wärmeaequivalents mit dem für irgend ein Gas gültigen Werthe R glaubt nun Hr. Klingel durch Aufstellung des folgenden Theorems erbracht zu haben:

„Das Product aus dem halben Moleculargewicht und der Constanten R der Mariotte-Gay-Lussac'schen Formel ist = dem mechanischen Wärmeaequivalent.“

1) Der Apparat wird in sehr schöner Ausführung in dem physikalisch-mechanischen Institut von M. Th. Edelmann in München um den Preis von 130 Rmk. angefertigt.

Diesem Lehrsatze mufs indessen die Aufnahme versagt werden; es sey denn, dafs Hr. Klingel den schuldig gebliebenen Beweis nachliefere. Worin dieser zu bestehen hätte, werden die folgenden Zeilen lehren.

Bedeutet p_0 den Atmosphärendruck auf 1 Quadratmeter in Kilogrammen, v_0 das Volum eines Kilogramms normaler atmosphärischer Luft in Kubikmetern, α den Ausdehnungscoëfficienten der permanenten Gase, so ist die bei der Erwärmung um 1° unter dem constanten Drucke p_0 geleistete Ausdehnungsarbeit:

$$R = p_0 \,.\, v_0 \,.\, \alpha = 29{,}31 \text{ Meterkilogr.}$$

Für irgend ein anderes permanentes Gas, dessen Gewichtseinheit im Normalzustande den Raum v'_0 erfüllt, ergiebt sich analog:

$$R' = p_0 \,.\, v'_0 \,.\, \alpha.$$

Hieraus folgt sogleich die Proportion:

$$R : R' = v_0 : v'_0 = d'_0 : d_0,$$

wobei d_0 und d'_0 die Dichten der atmosphärischen Luft und des anderen Gases bedeuten. Bezieht man, wie meist üblich, die Dichten auf den Wasserstoff und zeichnet die auf Wasserstoff bezügliche Gröfse R durch den Index H aus, so wird:

$$R \,.\, d_0 = R' \,.\, d'_0 = R_H = 423{,}82,$$

wenn man $R = 29{,}31$ und $d_0 = 14{,}46$ annimmt. Hiermit ist folgender Satz bewiesen:

Das Product aus der einem beliebigen permanenten Gase zukommenden Gröfse R' in die auf Wasserstoff bezogene Dichte d'_0 des Gases ist gleich der Constanten R_H.

Da nun die auf Wasserstoff bezogene Gasdichte = dem halben Moleculargewicht ist, so unterscheidet sich das von Hrn. Klingel aufgestellte Theorem von dem soeben bewiesenen einzig dadurch, dafs Hr. K. sich erlaubte, der Constanten R_H die andere: $E = 1 : A$, d. h. das Arbeitsaequivalent der Wärmeeinheit, zu substituiren. Dieses Verfahren müssen wir als unzulässig erklären, so lange

nicht die Identität der Constanten R_u und E theoretisch erwiesen ist. Weil aber:

$$R_u = R \cdot d_0; \quad E = \frac{R}{C - C^1},$$

so besteht der fragliche Identitätsbeweis darin, zu zeigen, daſs *nothwendig:*

$$d_0 = \frac{1}{C - C_1}; \quad \frac{1}{d_0} = C - C_1.$$

In Worten: *Die auf Wasserstoff bezogene Dichte der atmosphärischen Luft müſste = der reciproken Differenz der specifischen Wärmen der atmosphärischen Luft bei constantem Drucke und bei constantem Volumen seyn*; oder, was auf dasselbe hinauskommt: *Die auf atmosphärische Luft bezogene Dichte des Wasserstoffs müſste nothwendig gleich der Differenz der genannten specifischen Wärmen seyn.*

Auf dem Wege des Experimentes hat sich ergeben, daſs die Differenz

$$C - C_1 = C\left(1 - \frac{1}{C : C_1}\right)$$

von der Constanten $1 : d_0 = 0{,}06926$ *numerisch* in der That nur unbedeutend abzuweichen scheint. Aber wer hätte den Muth, auf Grund dieser interessanten Thatsache ohne weiteres die genannten Constanten, und demzufolge auch R_u und E für *ihrem Wesen nach* identisch zu erklären?

Beziehen sich die Gröſsen R und d_0 auf ein beliebiges permanentes Gas, so erhält man für die Gasdichte d_0 und das doppelt so groſse Moleculargewicht q die Ausdrücke:

$$d_0 = \frac{R_u}{R}; \quad q = \frac{2R_u}{R}.$$

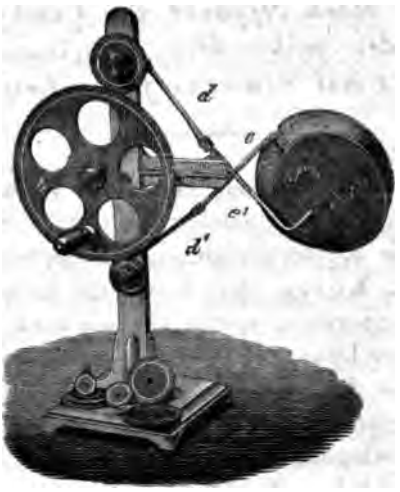
Zu der von Hrn. K. am Schlusse seines Aufsatzes für q aufgestellten Formel gelangt man abermals nur dadurch, daſs man unbefugter Weise der Gröſse R_u das nur *numerisch* nahe kommende Arbeitsaequivalent der Wärmeeinheit substituirt.

Karlsruhe, 1876, Juli 1.

IX. *Ueber einen Apparat zur Combination auf einander senkrechter Schwingungen; von Emil Stöhrer jr. in Leipzig.*

Die Apparate, welche man bisher zur Zusammensetzung zweier rechtwinklig zu einander erfolgenden Schwingungen benutzt hat, so die verschiedenen kaleidophonischen Stäbe nach Melde, König etc., sowie die Combination von Stimmgabel-Apparaten, welche vielfach auch für objective Darstellung der Lissajous'schen Figuren benutzt werden, scheinen in so fern vor anderen zu ähnlichen Zwecken dienenden Apparaten einen Vorzug zu verdienen, als sie die Schallschwingungen direct darstellen. Indefs haben sie auch verschiedene Nachtheile. Die Stäbe der Stimmgabeln verklingen zu schnell, ihre Amplitude ist zu klein, sie erfordern für objective Darstellung zu viel Licht oder zu complicirte Anordnung des Versuches. Ferner wird dem Hörer schon als bekannt oder bewiesen vorausgesetzt, dafs die Tonhöhe je nach der Dicke oder der Belastung der schwingenden Stäbe verschieden ist. Der methodisch richtigere Weg mufs wohl dagegen ausgehen von Bewegungen, welche dem Zuhörer bereits als einfache Schwingungsbewegungen bekannt sind. Dieser Anforderung entspricht der von Prof. Pfaudler[1]) angegebene Apparat, welcher aus zwei rechtwinklig zu einander schwingenden Stahlstreifen, an deren Enden sich Platten mit Schlitzen befinden, besteht, jedoch hat auch dieser Apparat den Fehler, dafs die Figuren zu schnell verschwinden. Ich habe bei dem in umstehender Figur abgebildeten Apparat diesen Fehler dadurch beseitigt, dafs durch Zahnräder Combinationen einer constanten Bewegung der Platten erhalten werden. Das grofse Zahnrad *b* setzt die beiden kleineren Zahnräder *c* und *c'* von je 60 Zähnen in Bewegung. An letzteren befinden sich excentrische Zapfen, an denen

1) Carl's Repertorium, Bd. X.



die Stäbe *d*, *d'* befestigt sind, die durch Charniere mit anderen, durch eine Führung hindurchgehenden Stäben *e*, *e*, verbunden sind. Letztere nehmen also bei der Drehung der Räder eine geradlinige Bewegung an. Sie tragen zwei kreisförmige Blechplatten *ff'*, welche je mit einem diametralen Schlitze versehen sind, so dafs die letzteren aufeinander senkrecht stehen. Bei der Drehung des Zahnrades *b* erhalten die Blechplatten Bewegungen, die gleichfalls senkrecht gegen einander gerichtet sind und dem Gesetz der elastischen Schwingungen entsprechen. Die Axe des grofsen Zahnrades *b* läfst sich in einem zu dem Rade *c* concentrischen Schlitze seitlich verschieben, so dafs man leicht und schnell an Stelle des Zahnrades *c'* verschieden grofse Zahnräder einsetzen kann, die in *b* eingreifen.

Ich gebe zu dem Apparat Räder mit resp. 60, 50, 48, 40, 36, 30, 24 und 20 Zähnen bei. Der Apparat gestattet folgende Versuche:

1) Sind an Stelle von *c* und *c'* Räder von je 60 Zähnen eingesetzt, so erscheint beim Hindurchsehen durch die Schlitze der voreinander oscillirenden Scheiben *ff'* eine geradlinige, kreisförmige oder elliptische Schwingungsfigur.

Durch Verstellen des einen der beiden Zahnräder c, c kann man Figuren herstellen, *welche jeder beliebigen Phasendifferenz entsprechen und beliebig lange constant erhalten werden.*

2) Ersetzt man das Rad c mit 60 Zähnen durch ein solches von 59, so wechseln die Phasendifferenzen allmählig, *die Schwingungsfigur ändert sich periodisch.*

3) Wählt man die Zahlen der Zähne von c, c' in anderen einfachen Verhältnissen, wie 60 : 30, 60 : 48 u. s. f., so erhält man die Schwingungsfiguren, welche bei Combination zweier aufeinander senkrechter Schwingungen entstehen, deren Zeitdauer im Verhältnifs von 1:2, 4:5 u. s. f. stehen.

4) Stellt man den Apparat vor einen weifsen Schirm und bringt hinter die Platten f, f' eine Gasflamme, so lassen sich die Schwingungsfiguren leicht vermittelst einer Linse auf den Schirm projiciren. Noch vollkommener geschieht dies beim Einschieben der Platten an die Stelle der Objecte in einem Projectionsapparat.

Ich habe so eben einen sehr gute Dienste leistenden Apparat dieser Art construirt, zu welchem der eben beschriebene Schwingungsapparat passend construirt ist. Für diesen Zweck war der Apparat eigentlich berechnet. Er bildet zunächst einen Bestandtheil einer gröfseren Sammlung von Apparaten (für Capillarerscheinungen, Wärmeleitung, subjective optische Erscheinungen, Spectrum, überhaupt Strahlenbrechung in homogenen und krystallisirten Mitteln, Klangfiguren etc.), welche für eine möglichst einfach zu handhabende, aber hinreichend helle Lichtquelle (Petroleum) construirt sind, so dafs dieselben Erscheinungen, welche sonst mit Kalk oder elektrischem Licht gezeigt werden, leicht und ohne besonderen Zeitaufwand einer Zuhörerschaft bis zu hundert Personen deutlich objectiv vorgeführt werden können.

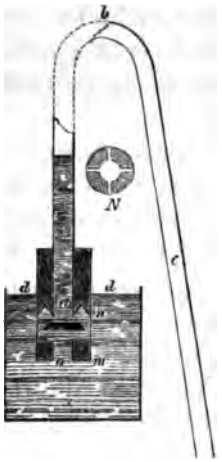
Leipzig, im Juni 1876.

X. *Verbesserter Giftheber;* *von Carl Antolik,*

Prof. zu Arad in Ungarn.

Wer öfter mit Gifthebern arbeitet, mufs die Unzulänglichkeit derselben nach all' den erfolgten Modificationen noch immer bald genug erfahren. Da es mir nun gelungen einen Giftheber zu construiren, der bei seiner Einfachheit allen Anforderungen genügt, so will ich ihn in diesen Annalen kurz beschreiben.

Nebenstehende Figur zeigt einen Querschnitt desselben. Meine Modification besteht darin, dafs ich die auf bekannte



Weise gebogene Röhre *a*, *b*, *c* an ihren kürzerem Arme mit einem Ventil versehen. Zu diesem Zwecke nehme ich ein Stück Glasröhre *d*, *d* von etwa 2 Centimeter Durchmesser und 4 Centimeter Länge, ferner einen Korkstöpsel, der in diese Röhre luftdicht pafst. Den Korkstöpsel schneide ich in zwei Hälften, versehe die eine Hälfte an ihrem unteren Ende mit kleinen Furchen (*N* zeigt den Boden) und durchbohre dann den Stöpsel, um die Glasröhre *a b c* luftdicht hinein passen zu können. Nun gebe ich in den Spielraum *n m* der Glasröhre *d d* eine kleine runde Glasscheibe, die sich in diesem Raume leicht auf und ab bewegen läfst; endlich versehe ich auch den unteren Theil der Glasröhre *d d* mit einem durchbohrten Korkstöpsel, und der Giftheber ist fertig. *Will man nun denselben in Gang bringen, so senke man den mit dem Ventil versehenen Arm des Gifthebers in die betreffende Flüssigkeit und rüttele den Heber auf und ab.* Die Flüssigkeit wird sich

schnell heben und in kaum 2 Secunden aus einem Gefäſse in ein anderes überflieſsen.

Es ist leicht einzusehen, daſs die ganze Erscheinung auf die Trägheit und die Adhäsion der Flüssigkeit sich stützt.

Es ist nur noch zu bemerken, daſs die Oeffnung *o* etwas gröſser seyn muſs, als die der Röhre *abc*, damit die Menge der eindringenden Flüssigkeit mit der Ausfluſsmenge gleich sey, sonst geht die Füllung des Hebers anfangs etwas langsamer vor sich.

Ein derartiger Heber bietet uns mancherlei Vortheile. Vor allem hat man nicht mehr nöthig die Luft auszusaugen, noch auch die Ausfluſsöffnung mit dem Finger zuzuhalten. Ferner läſst sich der Heber, indem man ihn vorläufig bis zum Punkte *c* füllt, so einstellen, daſs im beliebigen Augenblick *eine kleine Senkung desselben* das Hinüberflieſsen einer Flüssigkeit bewirkt, auch ohne den Heber zu rütteln. Die Flüssigkeit erleidet auf diese Weise gar keine Erschütterung. Natürlich ist dies nur dann möglich, wenn die Röhre *abc* nicht gar zu breit ist.

Ein so modificirter Giftheber mit zugeschliffenem Glasventil dürfte in manchen Fällen gute Dienste leisten und mehrfache Anwendung finden.

Arad, den 24. Juni 1876.

XI. *Zur Geschichte der Fluorescenz; von Dr. G. Berthold in Ronsdorf.*

Es ist eine höchst eigenthümliche Erscheinung, dafs, obschon J. Priestley [1]), J. C. Fischer [2]) und E. Wilde [3]) ausführlich über die Beobachtungen referirt haben, welche von A. Kircher, R. Boyle, J. Newton, Chr. Wolff und E. Wünsch über die Fluorescenz eines Aufgusses des *lignum nephriticum* [4]) gemacht waren, diese Thatsachen vollständig in Vergessenheit gerathen konnten, und erst in unseren Tagen theilweise wieder ans Licht gezogen sind. Eine genauere Nachforschung ergiebt nun, dafs nicht nur die Fluorescenz eines Aufgusses des Griesholzes im vorigen Jahrhundert und im Anfange des jetzigen allgemein bekannt war, sondern dafs auch an einigen anderen Substanzen bereits Fluorescenzerscheinungen beobachtet waren. Die Zahl dieser vereinzelten Beobachtungen wird sich unstreitig noch vermehren lassen, doch möge hier schon eine Zusammenstellung des mir vorliegenden Materials erfolgen, um auf diese Weise einen Ueberblick der älteren Beobachtungen von Fluorescenzerscheinungen zu gewinnen.

1) *The history and present state of discoveries relating to vision, light and colours. London* 1772. 4°. *Vol. I, p.* 346 *sq.*

2) Geschichte der Physik. Göttingen 1802. 8°. Th. 2, S. 77 ff.

3) Geschichte der Optik. Berlin 1838. 8°. Th. 1, S. 291 ff. — Im alten Gehler findet sich keine hierher gehörige Notiz, im neuen Gehler (Phys. Wörterbuch, Leipzig 1827, Bd. II, Abth. 1. S. 114), ist nur bemerkt, dafs Newton die Fluorescenz am *lign. nephrit.* beobachtet habe.

4) Dieses Holz, *lignum nephriticum*, Griesholz, blaues Sandelholz, wird fälschlich von *Guilandia Moringa L.*, *Moringa pterygosperma Gaertn.*, *Hyperanthera Moringa Vahl*, einem Baume Ostindiens, abgeleitet. Das Holz stammt aber aus Mexiko, doch ist es, wie mir mein Freund, Hr. Prof. Th. Husemann in Göttingen, bestätigt, bis heute noch nicht gelungen, die Stammpflanze botanisch zu bestimmen.

Wie Hr. Fr. Burckhardt bereits nachgewiesen hat[1]), rührt nach einer Angabe Boyle's die älteste Nachricht über die Fluorescenz eines Aufgusses des *lignum nephriticum* von Nic. Monardes her. Boyle berichtet weiter, dafs A. Kircher ebenfalls dies Phänomen beschrieben habe[2]). Kircher's Beschreibung[3]) ist höchst oberflächlich, indem er angiebt, dafs ein Aufgufs des Griesholzes alle möglichen Farben zeige. Mit gewohnter Exactheit ist dagegen das Phänomen von Fr. M. Grimaldi beobachtet und beschrieben; Grimaldi stellt fest, dafs ein in einem Glase befindlicher Aufgufs das *lignum nephriticum* bei durchgehendem Lichte eine gelbe, bei auffallendem Lichte aber eine blaue Farbe zeige; Grimaldi läfst in der Dunkelkammer vermittelst einer Glaslinse einen Lichtkegel in die Lösung fallen, und zeigt, dafs die Lösung nicht blofs an der Oberfläche, sondern auch im Innern blau gefärbt erscheine. Grimaldi giebt auch bereits eine entsprechende Erklärung des Phänomens: *„Radii, qui reflectuntur a particulis substantiae nephriticae cum aqua mixtae, uno modo determinantur ad refluendum, eamque suscipiunt undulationem quam recipit lumen reflexum a corporibus quae putantur de se ac permanenter caerulea: qui vero transitum habent ulteriorem per meatulos seu poros praedicti corporis heterogenei, alio modo mutant suam profusionem, videliset agitantur cum ea undulatione quam lumini a se reflexo inferunt corpora illa quae vulgo dicuntur flava.“* [4])

1) Vergl. diese Ann. 1868, Bd. 133, S. 680. Ebendaselbst wird auch bereits Grimaldi und Newton erwähnt. — Ueber Beobachtungen der Fluorescenz des *lign. nephrit.* aus neuerer Zeit siehe Hagenbach in dies. Ann. Bd. 146, S. 247.

2) Hr. H. Emsmann hat zuerst wieder auf die Beobachtungen von Kircher und Boyle hingewiesen in dies. Ann. 1868, Bd. 133, S. 175.

3) *Ars magna lucis et umbrae etc. Romae* 1646. *Fol. Lib. I, P. III, p.* 77; *ed. II. Amstel.* 1671. *Fol. p.* 56.

4) *Physico-Mathesis de lumine, coloribus et iride etc. Opus posthum. Bononiae* 1665. 4°. *Lib. I. Prop.* 42, *No.* 19, *p.* 327.

Nicht minder sorgfältig beschreibt Boyle[1]) die Erscheinung, ohne eine Erklärung zu geben, ebenso wenig wie R. Hooke[2]). Dagegen versucht Newton[3]), welcher zuerst den Aufguſs des *lignum nephriticum* in homogenem Lichte untersuchte, eine Erklärung zu geben, indem er aus dem Umstande, daſs beim Abschneiden der auffallenden blauen Lichtstrahlen die blaue Farbe, und beim Abhalten der rothen und gelben Strahlen, die gelbe Farbe verschwinde, folgert: „*Ex quo apparet, infusionem illam non utique ipsam inficere radios coloribus caeruleo et flavo; sed tantum transmittere copiosius eos, qui erant ante rubri, et reflectere copiosius eos qui erant ante caerulei.*“ Ebenso unzureichend wie die Erklärung Newton's ist die Auffassung Mariotte's[4]), welcher das Phänomen der Fluorescenz des Griesholzes mit der blauen Farbe der Luft vergleicht, die durch Rauch leicht getrübt sey. Mariotte fügt dann noch folgende Bemerkung hinzu: „*La pierre Gyrasole fait voir les mêmes couleurs que le bois néphrétique, car si on regarde un objet fort éclairé à travers cette pierre, on verra du jaune ou du rouge selon l'épaisseur de la pierre; mais si on la tourne du côté d'un fond obscur, on verra paroître du bleu, vers la surface la plus proche de l'oeil, si elle est suffisamment éclairée*“.[5])

Sehr ausführlich beschreibt Christian Wolff[6]) die Fluorescenz des Griesholzes, kurz erwähnt wird dieselbe

1) *Experimenta et considerationes de coloribus etc. P. III. Exp. X. Genevae* 1680. 4°. *p.* 78 sq.

2) Vergl. Th. Birch, *the history of the Royal Society of London etc. London* 1757. 4°. *Vol. III, p.* 54.

3) *Optice etc. Latine redd. S. Clarke, Lausannae et Genevae* 1740. 4°. *Lib. I, P. II, Prop. XI, p.* 137.

4) *Traité des couleurs. Seconde partie. Oeuvres de Mariotte etc. A. Leide* 1717. 4°. *T. I, p.* 307.

5) Goethe erwähnt des *Gyrasole* als *vitrum astroides*, Opalglas in seiner Schrift: Zur Farbenlehre, 1. Th. 1. Abth. No. 166. Sämmtliche Werke, Stuttgart und Tübingen 1840. 8°. Bd. 37, S. 63.

6) Allerhand nützliche Versuche etc. 2. Aufl. Halle 1727, 8°. Th. 2, S. 520.

von P. van Musschenbroek[1]); Musschenbroek fügt aber die wichtige Notiz hinzu, dafs das *Petroleum* dieselbe Erscheinung zeige.

Newton hatte bereits den Aufguſs das *lign. nephrit.* in homogenem Lichte untersucht; in ausgedehntester Weise geschah dies später von E. Wünsch[2]). Wünsch zerlegte in der Dunkelkammer das einfallende weifse Strahlenbündel „vermittelst eines dreiseitigen Säulenglases, und leitete einen Theil des rothen Lichtes durch das Loch meiner grofsen weifsen Tafel, hinter welche ich nun das Glas mit gedachter Tinctur (einem Aufguſs des *lignum nephriticum*) in einiger Entfernung befestigte, so dafs das Licht, welches durch das Loch fuhr, auch sie traf. Von hinten betrachtet, erschien sodann diese Tinctur vollkommen durchsichtig roth, von vorn hingegen undurchsichtig schwarz etc.“. „Hierauf stellte ich das Loch der Tafel in das gelbe Licht, und liefs die Tinctur von diesem Lichte beleuchten. Von hinten gegen dieses Licht betrachtet, erschien sie noch immer durchsichtig roth, von vorn hingegen undurchsichtig grün, und ebenso zeigte sich auch der Schein, den sie auf ein entgegengehaltenes weifses Täfelchen zurückwarf. Nun liefs ich die Tinctur von grünem Lichte auf gedachte Weise beleuchten: und sie erschien von hinten betrachtet, ganz undurchsichtig und schwarz, von vorn hingegen immer noch grün und undurchsichtig. Sofort leitete ich das hochblaue Licht auf sie: und sie erschien von vorn sehr schön hochblau, von hinten aber wieder schwarz und undurchsichtig. Endlich leitete ich auch das veilchenblaue Licht auf sie: und ihr zurückgeworfener Schein war veilchenblau, alles übrige aber ebenfalls undurchsichtig schwarz“. Schliefslich füllte Wünsch ein hohles dreiseitiges Glasprisma mit dem Aufguſs des *lign. nephrit.* und leitete in der Dunkelkammer ein weifses

1) *Introductio ad philosophiam naturalem. Lugd. Bat.* 1762. 4°. *T. II, p.* 739, §. 1844.

2) Versuche und Beobachtungen über die Farben des Lichtes. Leipzig 1792. 8°. S. 86 ff.

Strahlenbündel hindurch. „Das Farbenbild stellte auf der weifsen Tafel nur ein rothes Oblongum dar, indem von den übrigen Farben auch nicht das geringste auf selbiger erschien: Denn diese wurden von der anderen Seite des Ecksäulenglases zurückgeworfen, und bildeten auf einem entgegengehaltenen weifsen Täfelchen einen kleinen hochblauen Kreis, welcher lebhaft genug in die Augen fiel". E. Wünsch gesteht offen ein, dafs er nicht im Stande sey, eine Erklärung des Phänomens zu geben.

Th. Young[1]) hält sich in Betreff der Erklärung der Fluorescenz des *lign. nephrit.* im wesentlichen an Newton Young berichtet aber weiter, dafs nach Murray (*app. med.*) *die innere Rinde der Esche* dieselbe Erscheinung zeige.

Hrn. Th. Hoh verdanken wir die Nachweisung[2]) dafs Goethe die Fluorescenz eines Aufgusses der frischen Rinde der *Rofskastanie* beschrieben habe; merkwürdigerweise hat aber Hr. Hoh unterlassen, die an demselben Orte[3]) von Goethe gegebene Notiz zu wiederholen, dafs Doebereiner die Fluorescenz an einem Aufgusse des *lignum Quassiae* (von *Quassia excelsa*)[4]) nachgewiesen hatte.

Trotzdem nun, wie aus dem Vorhergehenden erhellt, die so auffallende Erscheinung der Fluorescenz den Physikern wohl bekannt, und nicht nur am *lignum nephriticum*, sondern auch an der *Rofskastanienrinde*, am Jamaikanischen *Bitterholze*, an der inneren Rinde der *Esche* und am *Petroleum* beobachtet war, so blieb nach dem ersten Anlauf zum Richtigen, welchen Grimaldi genommen, die

1) *Introduction to medical literature. Miscelle. works of Th. Young etc. By G. Peacock. London* 1855. 8°. *Vol. I, p.* 354.

2) Siehe dies. Ann. 1867, Bd. 131, S. 638.

3) Nachträge zur Farbenlehre No. 10. Sämmtliche Werke etc. Bd. 40, S. 27.

4) *Quassia excelsa Swarz, Picraena excelsa Lindl.* liefert das Jamaikanische Bitterholz.

Erklärung des Phänomens in Dunkel gehüllt, bis D. Brewster, J. Herschel und besonders G. Stokes die Erscheinungen einer erneuerten Untersuchung unterwarfen, und letzterer, der auch den Namen Fluorescenz in die Wissenschaft einführte, die Theorie derselben gab.

XII. *Ueber den Einfluſs der Temperatur auf das galvanische Leitungsvermögen des Tellur;* von Dr. Franz Exner,

Privatdocenten der Physik in Wien.

(Aus d. Bericht. d. Wiener Acad. mitgetheilt.)

Seit der Aufstellung des elektrolytischen Gesetzes durch Faraday hat man allgemein die Leiter des galvanischen Stromes in zwei Kategorien geschieden, in solche, welche den Strom leiten, ohne nach dessen Unterbrechung eine bleibende Veränderung erlitten zu haben und in solche, welche nur unter gleichzeitiger chemischer Veränderung als Träger des Stromes bestehen können: in sogenannte Leiter der ersten und solche der zweiten Ordnung. Es ist nun ein durch zahllose Experimente bestätigtes Unterscheidungszeichen dieser beiden Kategorien, daſs die der ersten angehörenden Substanzen, z. B. die Metalle, ihr Leitungsvermögen mit wachsender Temperatur verringern, die Substanzen der zweiten Kategorie dagegen, z. B. alle zersetzbaren Flüssigkeiten, ihr Leitungsvermögen unter denselben Umständen vermehren.

Scheinbare Ausnahmen von dieser Regel haben ihren Erklärungsgrund vollkommen in secundären Processen und Erscheinungen gefunden oder in der nicht genügenden Genauigkeit der Versuche, aus welchen sie gefolgert wurden, so z. B. die Zunahme der Leitungsfähigkeit mit

wachsender Temperatur bei porösen Leitern erster Ordnung, wie Gas- und Holzkohle oder Graphit, die nach Matthiefsen[1]) ihren Grund nur in der durch die Erwärmung bedingten innigeren Berührung der einzelnen Theilchen des Körpers hat, oder das gleiche Verhalten mancher Schwefelverbindungen in ungeschmolzenem Zustande wie Halbschwefelkupfer und Schwefelsilber, von denen aber Hittorf[2]) gezeigt, dafs sie auch bei Temperaturen noch weit unter ihrem Schmelzpunkt als Leiter zweiter Ordnung bestehen, und dem entsprechend auch eine elektrolytische Zersetzung erleiden. Auch von der Erscheinung, dafs Glas bei höheren Temperaturen leitend wird, ist bekannt, dafs sie stets von einer Zersetzung des Glases durch den Strom begleitet ist; man es also hier wieder mit einem Leiter zweiter Ordnung zu thun hat.

Zwei Körper jedoch, die als Grundstoffe jedenfalls der ersten Ordnung der Leiter angehören, nämlich Tellur und Selen, zeigen gleichfalls die merkwürdige Erscheinung, dafs ihr Widerstand gegen den galvanischen Strom mit steigender Temperatur abnimmt, also ihr Leitungsvermögen wächst, wie es nur bei Leitern zweiter Ordnung stattfinden sollte. Auf diese merkwürdige Erscheinung bei Tellur hat zuerst Matthiefsen[3]) aufmerksam gemacht; er fand, dafs durch Pressung erzeugte Tellurdrähte beim Erwärmen ein höchst unregelmäfsiges Verhalten gegen den galvanischen Strom zeigten, so dafs es fruchtlos schien, vielfältige Beobachtungen darüber anzustellen. Drei untersuchte Drähte verhielten sich im Grofsen und Ganzen ziemlich gleich, sie zeigten beim ersten Erwärmen zunächst ein Wachsen des Widerstandes bis ungefähr 80°, dann trat ein Wendepunkt ein und der Widerstand nahm mit wachsender Temperatur ziemlich rapide ab. Aber auch die Lage dieses Wendepunktes zeigte sich als

1) Diese Ann. Bd. 103, S. 428

2) Ebendas. Bd. 84, S. 1.

3) Ebendas. Bd. 115, S. 385

nicht constant, denn bei öfterem Erwärmen sank dasselbe stets tiefer herab.

In Bezug auf Selen hat Hittorf[1]) constatirt, dafs es erst leitend wird, wenn es längere Zeit erwärmt war, dafs dann aber sein Leitungsvermögen mit erhöhter Temperatur zunimmt. Der Umstand, dafs Selen beim Erkalten noch lange weich bleibt, sowie sein Verhalten zu der aufgenommenen Wärme, läfst wohl vermuthen, dafs man es hier mit dem Einflusse der verschiedenen allotropen Zustände des Selens zu thun habe.

Die Versuche, deren Resultate im Nachfolgenden mitgetheilt sind, geben wenigstens für Tellur einige Anhaltspunkte zur Erklärung dieser abnormen Erscheinung; es wird sich zeigen, dafs die scheinbar ganz unregelmäfsig wechselnden Widerstände, welche Tellur nach mehrmaligem Erwärmen zeigt, in directem Zusammenhange stehen mit der Dauer der Erwärmung, respective der Abkühlung, ein Umstand, welcher wohl mit der krystallinischen Structur des Tellurs bei niederen Temperaturen in Zusammenhang gebracht werden mufs.

Die Herstellung der Tellurstäbe[2]) geschah auf die Weise, dafs gepulvertes Tellur in Glasröhren geschmolzen wurde, in denen es an der Luft erstarrte; da man bei dem sehr geringen Leitungsvermögen des Tellur Stäbe von beträchtlichem Durchmesser anzuwenden vermag, so hat die Herstellung desselben auf diesem Wege keinerlei Schwierigkeit. Man bemerkt, dafs beim Erstarren die Glasröhren Sprünge bekommen, das Tellur sich also beim Uebergang in den festen Zustand ausdehnt, ähnlich wie Wismuth, wenn auch nicht in dem Maafse. Ob diese Ausdehnung eine wirkliche Volumsvermehrung bedeutet, ist zweifelhaft, es dürfte wohl blofs eine scheinbare seyn, hervorgerufen durch den Uebergang in den sehr stark ausgeprägten krystallinischen Zustand.

1) Diese Ann. Bd. 84, S. 214.

2) Das verwendete Material stammt aus dem Nachlasse des Hrn. Prof. Schrötter und ist von ihm selbst dargestellt und gereinigt.

Die auf diese Weise erhaltenen Stäbe sind stark brüchig, nach krystallinischen Flächen, zeigen aber in ihrem Inneren durchaus keine Hohlräume mit beim Schmelzen etwa eingeschmolzener Luft.

Die Bestimmungen des galvanischen Leitungswiderstandes geschahen durchwegs mittelst eines Siemens'schen Universalgalvanometers, die Erwärmung und Abkühlung erfolgte in einem speciell zu diesem Zwecke eingerichteten Luftbade. Da es sich bei diesen Versuchen keineswegs um genaue Temperaturmessungen handelt, so wurde auch nicht bei constanten Temperaturen beobachtet, sondern während eines langsamen Erwärmens oder Abkühlens des ganzen Luftbades in passenden Intervallen der Widerstand des darin befindlichen Stabes bestimmt.

Die Fehler, welche durch die Differenz des Zurückbleibens der Temperatur des Stabes und Thermometers hinter der Temperatur der sich erwärmenden Luft bedingt werden, sind aus den Beobachtungsreihen bei Erwärmung und Abkühlung ersichtlich; sie fallen übrigens bei der vorliegenden Untersuchung gar nicht ins Gewicht und wurden auch deſshalb nicht weiter in Rücksicht gezogen. Erwähnt muſs noch werden, daſs die Einschaltung der Tellurstäbe in den Stromkreis auf zweierlei Art hergestellt wurde, entweder durch seitliches Einführen derselben in Quecksilbernäpfe, die sich natürlich auch innerhalb des Luftbades befanden, oder es wurden in ihre Enden kurze Platindrähte eingeschmolzen, die dann erst durch Quecksilbernäpfe die Verbindung mit den Kupferdrähten der Leitung herstellten. Der Erfolg war in beiden Fällen ganz derselbe.

Es wurden zunächst drei Stäbe einer genaueren Untersuchung unterzogen, der erste, im Folgenden mit I bezeichnete, zerbrach, bevor seine Dimensionen bestimmt wurden, Stab II hatte eine Länge von 54 und einen Durchmesser von 2,60 Mm., Stab III eine Länge von 133 und einen Durchmesser von 3,73 Mm.

Ich will zunächst eine Reihe von Versuchen mit dem

Stabe I mittheilen, welche einen Einblick in den Verlauf der Versuche, wie sie sich bei allen Tellurstäben wiederholten, geben.

Nachdem Stab I von der Schmelz- bis zur Zimmertemperatur abgekühlt war, wurde er im Luftbade einer allmähligen Erwärmung bis auf 200° C. ausgesetzt. Der Verlauf der Temperatur und der gleichzeitig beobachteten Widerstände ist in der folgenden Tabelle wiedergegeben, wobei alle Widerstände — auch im Folgenden — in Siemens'schen Einheiten ausgedrückt sind.

Stab I. 1. Versuch.

(Temperatur t Widerstand W.)

t	W	t	W	t	W
22	7,07	167	5,81	132	9,11
40	7,54	175	5,38	125	10,06
50	7,86	180	5,25	119	10,97
58	7,96	185	5,04	114	11,78
68	8,13	190	4,81	109	12,85
75	8,18	195	4,63	104	13,68
80	8,18	200	4,40	100	14,75
86	8,18	199	4,63	95	16,00
90	8,18	194	4,77	87	17,85
95	8,15	187	4,95	78	20,50
101	8,10	182	5,21	72	22,43
107	8,05	175	5,43	65	25,71
113	7,94	171	5,75	58	28,00
136	7,39	167	6,09	51	31,1
144	7,24	161	6,45	45	33,1
150	6,95	158	6,81	38	35,1
154	6,65	152	7,29	32	37,4
159	6,33	145	7,75	25	38,4
164	6,02	143	8,13	22	40,0

Die Dauer eines derartigen Versuches beläuft sich auf ungefähr 1 bis $1\frac{1}{2}$ Stunden. Bei der Widerstandsangabe ist natürlich der Widerstand der Zuleitungsdrähte bereits in Rechnung gebracht; eine Aenderung im Widerstande

derselben durch die Erwärmung der in das Luftbad hineinragenden Enden hat sich als unmerklich erwiesen.

Man sieht, dafs bei der ersten Erwärmung der Stab eben die Eigenthümlichkeit zeigt, die schon Matthiefsen bei seinen gepreſsten Tellurdrähten beobachtete, anfänglich ein Wachsen des Widerstandes bis gegen 90°, dann ein stetiges Abnehmen desselben bis zur höchsten der beobachteten Temperaturen, nämlich 200°. Höchst merkwürdig ist aber dann das Verhalten beim Abkühlen, es ist die Curve der Widerstände beim Erkalten keineswegs conform mit der beim Erwärmen; sie zeigt den Wendepunkt in der Nähe von 90° nicht, sondern die Widerstände nehmen von 200° bis zur Zimmertemperatur continuirlich zu und zwar so bedeutend, dafs in dem vorliegenden Falle der Widerstand zu Ende des Versuches 9 Mal so grofs war als bei der Temperatur 200° und nahezu 6 Mal so grofs als bei gleicher Temperatur zu Anfang des Versuches.

Dieses sehr sonderbare Verhalten des Tellur hat, so viel mir bekannt, Matthiefsen nicht erwähnt.

Es ist die Frage naheliegend, ob bei einer abermaligen Erwärmung und Abkühlung derselbe Stab wieder einen Wendepunkt in der aufsteigenden Curve, dagegen keinen solchen in der absteigenden habe; der folgende Versuch zeigt, dafs dies nicht der Fall ist.

Bei einer Zimmertemperatur von 22° war der Widerstand des Stabes I wieder 40,0, es war derselbe also seit dem letzten Versuche constant geblieben.

Stab I. 2. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	40,0	62	25,92	104	15,00
25	38,2	68	24,28	109	14,19
33	37,0	74	21,91	114	13,25
40	34,2	81	20,00	120	12,22
45	32,0	88	18,43	125	11,27
50	30,0	94	16,90	136	8,80
56	27,97	99	15,86	140	9,13

t	W	t	W	t	W
145	8,45	186	5,46	84	19,70
151	7,91	180	5,80	78	21,58
155	7,49	174	6,12	72	23,40
162	6,93	167	6,60	66	25,20
167	6,55	161	7,07	60	27,50
174	6,22	155	7,50	54	29,21
180	5,96	148	8,18	48	31,1
186	5,73	140	8,99	39	33,1
192	5,42	132	10,04	33	34,5
198	5,19	123	11,35	28	35,4
202	4,91	114	13,00	24	36,2
197	5,16	105	14,69	22	36,4
192	5,31	93	17,25		

Wie man sieht, ist hier von einem Wendepunkte nichts mehr zu bemerken, der Widerstand nimmt von der tiefsten bis zur höchsten Temperatur continuirlich ab und umgekehrt von der höchsten bis zur tiefsten continuirlich zu. Wenn Matthiefsen auch bei einer zweiten und dritten Erwärmung desselben Tellurdrahtes noch einen Wendepunkt vorfand — wenn auch nach jeder Wiederholung bei einer niedrigeren Temperatur — so mag dies vielleicht daran liegen, dafs er auf weniger hohe Temperaturen erhitzte, als es hier geschah.

Im Ganzen war der Widerstand des Stabes durch diese zweite Erwärmung von 40,0 auf 36,4 gesunken, ein Umstand, der aber keineswegs regelmäfsig bei fortgesetztem Erwärmen eintraf, denn die nächste Versuchsreihe zeigt schon ein entgegengesetztes Resultat.

Stab I. 3. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	36,4	72	22,78	102	15,64
32	34,3	80	20,50	115	13,25
42	31,7	87	18.60	121	12,18
55	27,97	92	17,65	127	11,5
63	25,65	98	16,70	132	10,13

t	W	t	W	t	W
135	9,58	200	4,58	113	12,95
139	8,99	198	4,85	102	15,00
146	8,41	189	5,19	89	18,57
151	7,90	179	5,65	80	21,74
154	7,58	169	6,48	72	24,68
157	7,02	157	7,29	56	31,4
165	6,40	152	7,66	49	34,4
170	6,02	144	8,06	41	37,7
178	5,75	138	8,81	34	40,4
183	5,38	130	10,13	29	42,0
186	5,19	125	11,05	24	43,6
198	4,81	118	12,10	22	44,0

Während dieses Versuches hatte demnach der Stab seinen Widerstand von 36,4 auf 44,0, also sehr bedeu- vermehrt. Der folgende Versuch zeigt wieder eine Ab- nahme.

Stab I. 4. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	44,0	159	6,90	117	12,85
33	40,4	167	6,36	107	14,72
63	27,0	171	5,58	100	16,05
77	21,09	179	5,71	94	17,77
93	16,90	197	5,02	89	18,96
100	15,64	201	4,79	84	20,45
107	14,00	193	5,04	79	21,95
114	12,70	186	5,40	70	24,75
120	11,43	174	6,09	62	28,20
125	10,68	164	6,68	52	32,2
129	9,85	157	7,16	43	35,4
138	9,05	143	8,60	36	38,2
147	7,96	132	10,25	26	40,4
154	7,39	126	10,97	22	41,3

Der Widerstand ist somit von 44,0 auf 41,3 gesunken. So sehr auch die anfänglichen und schliefslichen Wider-

stände in diesen Versuchen schwanken, so bleibt doch der Werth bei der Maximaltemperatur von 200° ziemlich constant, er ist in diesen vier Versuchen = 4,40, 4,91, 4,58, 4,79.

Bevor aus diesen scheinbar sehr unregelmäfsig verlaufenden Versuchen weitere Schlüsse gezogen werden sollen, will ich noch mehrere Beobachtungsreihen, an den Stäben II und III ausgeführt, mittheilen.

Der Stab II wurde unter ganz denselben Umständen untersucht wie I; es ergab die erste Erwärmung die folgenden Resultate.

Stab II. 1. Versuch.

t	W	t	W	t	W
21	3,84	195	3,41	82	11,50
83	4,73	200	3,17	72	12,90
105	4,75	188	3,45	68	13,28
135	4,78	175	3,82	60	14,00
140	4,89	158	4,63	50	14,69
155	4,49	150	5,11	45	15,11
165	4,39	132	6,35	39	15,45
170	4,15	114	8,52	32	15,60
175	3,87	100	9,60	25	15,70
185	3,68	93	10,20	21	15,73
190	3,57	88	10,83		

Auch hier zeigt sich also der Wendepunkt, nur liegt er bedeutend höher — bei 140° — als bei Stab I; die Curve der Abkühlung verläuft wieder regelmäfsig im Sinne eines stetig wachsenden Widerstandes, so dafs derselbe schliefslich einen ungefähr 4mal so grofsen Werth hat als anfänglich bei gleicher Temperatur.

Mehrmalige Wiederholungen der Versuche mit demselben Stabe zeigten nichts, was vom Verhalten des Stabes I wesentlich abgewichen wäre.

Stab II. 2. Versuch.

t	W	t	W	t	W
20	15,75	167	4,08	121	6,82
35	15,60	170	3,94	118	7,06
50	14,74	175	3,75	115	7,31
55	14,06	180	3,60	111	7,68
62	13,52	188	3,54	106	8,15
67	12,93	194	3,39	100	8,86
70	12,45	197	3,32	95	9,65
72	12,22	201	2,97	86	11,05
77	11,77	198	3,16	79	12,38
81	11,25	192	3,32	74	13,34
92	10,00	186	3,42	70	14,19
97	9,40	177	3,70	64	15,40
103	8,81	170	3,93	58	16,67
108	8,47	165	4,42	51	17,90
110	8,13	158	4,70	43	19,13
124	6,76	150	5,00	37	20,00
129 [1])	6,10	140	5,62	28	21,00
150	4,78	132	5,96	24	21,41
157	4,56	127	6,46	20	21,58
163	4,32				

Der Widerstand ist wie bei den früheren Versuchen durch die Erwärmung geändert worden, er stieg von 15,75 auf 21,58.

Stab II. 3. Versuch.

t	W	t	W	t	W
20	21,58	95	9,11	134	5,84
30	20,61	101	8,50	137	5,58
50	16,55	108	7,75	145	5,14
60	15,16	113	7,41	150	4,78
69	13,52	115	7,19	157	4,48
77	11,85	120	6,90	162	4,25
86	10,30	125	6,48	167	4,10
91	9,67	130	6,09	173	3,78

1) Auf dieser Temperatur wurde der Stab während einer Stunde constant erhalten, es blieb dies auch der Widerstand.

Stab II. 3. Versuch.

t	W	t	W	t	W
177	3,57	150	5,03	76	13,43
182	3,35	145	5,30	72	14,43
187	3,21	139	5,71	66	15,53
194	3,16	133	6,09	62	16,55
198	3,03	123	6,92	57	17,72
201	2,80	113	7,70	51	18,98
198	3,16	109	8,07	45	20,20
192	3,36	106	8,50	38	21,30
184	3,51	100	9,46	31	22,30
178	3,76	95	10,04	26	23,15
172	3,98	88	11,10	22	23,52
163	4,35	84	11,85	20	23,70
155	4,67				

Stab I. 4. Versuch.

t	W	t	W	t	W
20	23,70	147	4,83	142	5,62
30	22,50	153	4,61	130	6,26
39	20,61	157	4,48	125	6,65
48	18,16	162	4,23	116	7,54
56	16,55	169	4,02	109	8,18
62	15,25	181	3,57	104	8,68
69	14,05	187	3,41	95	9,25
73	13,16	192	3,26	88	11,27
78	12,50	199	2,95	81	12,50
83	11,56	195	3,25	76	13,62
86	10,95	190	3,46	68	15,21
96	9,57	184	3,74	62	16,50
102	8,73	175	3,98	56	17,77
108	8,02	169	4,20	50	19,13
112	7,49	160	4,39	43	20,30
120	6,85	154	4,63	35	21,58
130	6,05	148	4,93	27	22,65
134	5,78	144	5,31	22	23,33
139	5,47				

Hier war der Widerstand nahezu constant geblieben. So variabel auch bei diesen an Stab II ausgeführten Versuchen die Widerstände im einzelnen sind, so waren doch die bei 200° erhaltenen wieder ziemlich von derselben Gröfse, sie sind: 3,17, 2,97, 2,80, 2,95. Es folgen nun noch die Versuche mit dem Stabe III, die übrigens vollkommen mit den vorhergehenden übereinstimmen.

Stab III. 1. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	4,48	153	5,79	164	5,79
28	4,63	157	5,75	160	6,04
37	4,84	163	5,56	154	6,46
48	5,10	171	5,23	149	6,95
61	5,31	177	4,96	141	7,84
71	5,42	181	4,78	132	8,75
77	5,46	194	4,30	121	10,06
82	5,48	198	4,16	108	12,29
88	5,50	200	3,94	80	18,16
98	5,53	199	4,13	64	22,00
102	5,54	198	4,30	53	24,48
117	5,60	191	4,60	38	27,50
127	5,71	180	5,10	29	28,71
138	5,79	170	5,54	21	29,47

Nach diesem Versuche liegt der Wendepunkt ungefähr bei 145°. Bei mehrmaliger Wiederholung verliefen die Versuche ganz wie bei I und II.

Stab III. 2. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	29,21	101	11,70	183	4,92
27	28,46	111	10,30	187	4,78
44	24,30	124	8,87	195	4,50
58	20,95	131	8,18	200	4,14
73	16,85	144	7,05	190	4,78
86	14,09	157	6,15	183	5,00
97	12,30	169	5,50	171	5,53

t	W	t	W	t	W
161	6,26	108	12,55	50	24,68
150	7,17	96	14,39	43	25,92
135	8,85	88	16,08	35	27,10
122	10,54	76	18,98	27	28,00
114	11,70	59	23,00	22	28,45

Stab III. 3. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	28,45	158	6,13	151	7,03
29	27,26	167	5,70	136	8,20
39	25,50	173	5,54	121	9,95
57	21,25	181	5,05	109	12,00
67	18,43	190	4,46	91	15,53
79	16,25	201	3,95	74	19,26
86	15,42	197	4,25	40	24,88
103	12,06	187	4,81	35	25,29
115	10,25	174	5,45	28	25,50
122	9,48	163	6,22	22	26,14
133	8,00				

Stab III. 4. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	26,14	166	5,71	102	13,75
50	21,09	181	5,00	71	20,00
75	15,42	195	4,39	51	23,15
93	12,35	200	4,12	40	24,09
115	9,58	187	4,92	34	24,50
130	8,29	153	7,09	27	24,88
141	7,34	124	10,08	22	25,09
154	6,39				

Stab III. 5. Versuch.

t	W	t	W	t	W
22	25,09	53	20,61	76	15,70
31	24,88	60	19,16	84	14,23
42	22,90	66	17,90	93	12,75

t	W	t	W	t	W
100	11,73	200	4,22	95	14,89
105	11,15	194	4,63	90	15,97
115	10,05	184	5,04	84	17,02
120	9,50	168	6,09	71	20,15
126	8,85	157	6,95	64	22,43
136	7,84	148	7,60	54	24,09
142	7,54	139	8,35	44	26,00
167	5,79	130	9,10	37	27,26
181	5,04	124	9,78	28	28,22
189	4,78	116	11,15	22	28,48
193	4,63	103	13,34		

Man sieht aus diesen Tabellen, dafs durch ein öfteres Erwärmen am Gang der Versuche im Wesentlichen nichts geändert wird und dafs die Widerstände zu Ende und zu Anfang eines jeden Versuches in keinem unmittelbar zu erkennenden Zusammenhange stehen. Die Widerstände bei 200° waren in diesen fünf Versuchen: 3,94, 4,14, 3,95, 4,12, 4,22, also wieder nahezu constant.

Es liegen nach diesen Versuchen zunächst zwei Fragen zur Beantwortung vor: erstens, woher es komme, dafs Tellur als ein Metall bei höheren Temperaturen einen geringeren Widerstand besitze als bei niederen, und zweitens warum dieser Widerstand nicht für jede Temperatur einen constanten Werth hat, sondern anscheinend ganz unregelmäfsig von Versuch zu Versuch variirt, so dafs zu Anfang und zu Ende einer Beobachtungsreihe auch bei gleicher Temperatur derselbe stets ein anderer ist. Ich will vorerst die Beantwortung der zweiten Frage versuchen, weil sich die erste dann von selbst erledigt.

Es wurde bei den bisher mitgetheilten Versuchen kein besonderes Gewicht auf die Versuchsdauer gelegt, weil bei allen bekannten Substanzen der Widerstand sich nur als abhängig von der Temperatur erweist, nicht aber von der Geschwindigkeit, mit welcher jene Temperatur in dem untersuchten Körper hergestellt wird. Bei den zuletzt angeführten Beobachtungen fiel es mir aber auf, dafs der

schliefsliche Widerstand von der Geschwindigkeit abzuhängen scheine, mit welcher die Abkühlung des Tellurstabes erfolgte, ein Umstand, der, wenn er sich als richtig herausstellte, jedenfalls eine Erkärung des ganzen abnormen Verhaltens dieser Substanz abgeben konnte. Die Versuche, die nun speciell zu diesem Zwecke angestellt wurden, bestätigten die Vermuthung vollkommen; es zeigte sich, dafs die Geschwindigkeit der Erwärmung sowohl für den Werth des Widerstandes bei 200° als auch nach Abkühlung auf die Zimmertemperatur ohne merklichen Einfluſs ist, dafs dagegen die Dauer der Abkühlung von 200° auf die Zimmertemperatur direct den schliefslichen Widerstand bestimmt und zwar, dafs letzterer um so kleiner ist, je rascher die Abkühlung erfolgte.

Ich will zunächst die Richtigkeit dieses Umstandes durch die weiteren Versuche darthun und erst dann auf die Folgerungen, die sich aus dieser Erscheinung ziehen lassen, näher eingehen.

Da die Art der Erwärmung sich ohne Einfluſs erwies, so wurden bei den folgenden Versuchen die Stäbe immer so rasch als möglich — in ungefähr 15 Minuten — auf 200° gebracht und nur die Dauer der Abkühlung im Luftbade regulirt. Die angeführten Versuchsdauern umfassen die Zeit der Erwärmung und Abkühlung.

Es wurde zunächst wieder Stab I untersucht, derselbe war gebrochen und es konnte nur ein Stück davon weiter verwendet werden; die Zahlen sind also der Gröfse nach nur untereinander, nicht aber mit den früher für I gefundenen Werthen zu vergleichen.

Stab 1. 1. Versuch. Dauer: 0h 50'.

t	W	t	W	t	W
21	29,00	162	7,25	191	4,56
52	24,09	171	6,30	200	3,90
88	16,76	174	5,92	170	4,63
113	12,70	180	5,32	151	5,96
144	9,11	187	4,85	112	10,30

t	W	t	W	t	W
104	11,45	68	18,57	35	24,70
90	13,90	58	20,65	28	25,40
79	16,20	46	22,90	21	26,14

Diese im Vergleiche zu den früher mit I vorgenommenen Versuchen schnelle Abkühlung hat also eine Abnahme des Widerstandes von 29,00 auf 26,14 bewirkt; im folgenden Versuch wurde das Gegentheil durch ein langsames Abkühlen erzielt.

Stab I. 2. Versuch. Dauer: 1^h 15′.

t	W	t	W	t	W
21	26,14	200	3,70	78	17,27
65	20,50	184	3,98	71	19,13
74	14,60	168	4,92	63	21,58
125	9,90	155	6,00	47	26,88
144	7,60	141	6,76	38	29,21
175	5,00	121	8,93	28	31,9
184	4,45	101	12,06	21	34,1
192	4,02	88	14,79		

Es zeigt sich also in Folge der langsamen Abkühlung eine Vermehrung des schliefslichen Widerstandes von 26,14 auf 34,1.

Stab I. 3. Versuch. Dauer: 0^h 45′.

t	W	t	W	t	W
20	34,1	177	4,47	69	18,80
62	22,61	186	4,15	57	21,10
91	15,31	200	3,65	42	23,75
122	10,00	169	4,71	34	24,30
135	8,02	136	7,24	27	24,88
156	5,87	95	13,16	20	25,30
164	5,27	79	16,90		

Während dieses Versuches sank der Widerstand wieder in Folge der beschleunigten Abkühlung von 34,1 auf 25,30.

Um zu sehen, ob durch noch schnelleres Abkühlen der schliefsliche Widerstand noch weiter herabgedrückt

werden kann, ward im folgenden Versuch der Stab bei einer Temperatur von 200° mit kaltem Wasser begossen und so in möglichst kurzer Zeit bis zur Zimmertemperatur abgekühlt.

Stab I. 4. Versuch.

t	W	t	W	t	W
18	25,80	146	7,05	200	3,57
70	18,84	170	5,31	gekühlt	
105	12,47	194	3,87	20	20,00

Es ist also in der That durch das Abkühlen im Laufe weniger Minuten der Widerstand noch weiter gesunken.

Stab I. 5. Versuch. Dauer: 1^h 15′.

t	W	t	W	t	W
20	19,23	208	3,70	93	14,05
68	17,77	218	3,27	82	16,40
95	15,10	230	3,02	73	18,16
135	10,50	250	2,60	62	20,00
151	8,93	201	3,76	45	23,30
165	6,95	145	6,48	31	24,88
190	4,71	123	9,11	20	26,00
200	4,12	117	10,00		

Bei diesem Versuche wurde mit der Erwärmung bis 250° gegangen; es zeigt sich eine continuirliche Abnahme des Widerstandes mit steigender Temperatur. Der schliefsliche Widerstand ist wieder gröfser als der anfängliche entsprechend der längeren Versuchsdauer.

Die folgenden Versuche mit den Stäben II und III ergeben durchwegs dieselben Resultate.

Stab II. 1. Versuch. Dauer: 2^h 20′.

t	W	t	W	t	W
20	22,78	67	14,89	104	9,87
28	22,00	73	12,35	114	8,75
43	19,55	93	11,00	123	7,83

t	W	t	W	t	W
130	7,14	200	3,51	122	7,14
148	5,90	191	3,97	105	9,15
167	4,81	185	4,18	85	12,00
178	4,37	174	4,56	59	17,20
186	4,20	160	5,17	20	25,29
194	3,89	146	5,73		

Stab II. 2. Versuch. Dauer: $0^h\,30'$.

t	W	t	W	t	W
20	25,29	180	4,22	95	10,00
42	20,77	200	3,51	72	13,43
84	12,47	180	4,02	57	15,86
129	7,05	138	6,13	20	18,50
160	5,08				

Stab II. 3. Versuch. Dauer $0^h\,25'$.

t	W	t	W	t	W
20	18,50	154	5,96	200	3,51
45	17,02	180	4,63	20	17,00
102	9,80				

Stab II. 4. Versuch. Dauer: $1^h\,40'$.

t	W	t	W	t	W
20	17,00	143	6,04	94	10,54
90	10,83	128	6,81	72	14,15
148	5,75	126	7,05	45	19,85
200	3,29	120	7,45	28	22,96
185	3,76	110	8,18	22	23,50
168	4,39	98	9,60	20	23,70
162	4,86				

Stab II. 5. Versuch. Dauer: $0^h\,30'$.

t	W	t	W	t	W
20	23,70	180	4,49	57	15,53
70	14,49	200	3,51	41	16,90
120	8,40	156	4,83	20	17,65
165	5,38	90	11,35		

Stab III. 1. Versuch. Dauer: 1h 20'.

t	W	t	W	t	W
20	27,30	200	4,26	89	16,08
51	20,77	180	5,48	62	23,30
77	14,89	151	7,34	40	27,50
113	9,74	127	9,42	21	29,50
155	6,23	112	11,50	20	29,80
186	4,56	100	13,16		

Stab III. 2. Versuch. Dauer: 1h 35'.

t	W	t	W	t	W
20	29,80	163	6,95	56	20,93
65	18,57	137	9,48	40	21,91
140	7,14	115	12,72	31	22,26
165	5,62	80	18,16	20	22,30
200	4,19				

Stab III. 3. Versuch. Dauer: 0h 35'.

t	W	t	W	t	W
20	22,30	161	7,05	83	17,77
48	20,15	150	8,13	78	18,43
95	11,89	141	9,13	71	19,26
143	7,14	132	10,25	63	20,25
173	5,58	124	11,27	54	21,00
191	4,60	115	12,64	44	21,60
200	4,17	107	13,90	36	21,91
195	4,62	98	15,21	28	22,08
188	5,08	91	16,43	20	22,10
173	6,13				

Stab III. 4. Versuch. Dauer: 1h 25'.

t	W	t	W	t	W
20	22,10	182	4,96	108	11,89
30	21,74	200	4,00	84	17,14
55	18,70	185	5,38	66	21,80
95	11,81	170	6,35	49	25,29
128	8,75	144	8,66	38	26,90
145	7,54	127	9,87	27	28,00
155	6,71	118	10,40	20	28,46

In den folgenden Tabellen sind die Resultate dieser Versuche übersichtlich zusammengestellt; dabei ist die Zu- oder Abnahme des Widerstandes bei Zimmertemperatur während eines Versuches mit ± bezeichnet.

Stab I.

Nummer des Versuches	Dauer	Aenderung von *W*
1	0h 50′	— 3,86
2	1 15	+ 7,96
3	0 44	— 8,80
4	wenige Minut.	— 5,80
5	1 15	+ 6,77

Stab II.

Versuch	Dauer	Aenderung
1	2h 20′	+ 2,51
2	0 30	— 7,79
3	0 25	— 1,50
4	1 40	+ 6,70
5	0 30	— 6,05

Stab III.

Versuch	Dauer	Aenderung
1	1h 20′	+ 2,50
2	1 35	— 7,50
3	0 35	— 0,20
4	1 25	+ 6,36

Diese Tabellen zeigen in unzweideutiger Weise, daſs der schlieſsliche Widerstand eines Tellurstabes nach Abkühlung auf die Zimmertemperatur immer abgenommen hat, wenn die Abkühlungszeit eine geringere war als die des vorhergehenden Versuches, und zugenommen im umgekehrten Falle. Die Aenderung ist im Allgemeinen um so auffallender, je gröſser die Differenz ist zwischen dem Vorgang, dem man den Stab unterwirft, und dem, den

er schon durchgemacht hat, so daſs man daraus schlieſsen muſs, daſs der moleculare Zustand nach der Abkühlung bis zur Zimmertemperatur wesentlich abhängt von der Dauer dieser Abkühlung, und daſs bei zwei solchen Versuchen, bei denen diese Dauer gleich, dann auch der resultirende Molecularzustand und demzufolge auch der schlieſsliche Widerstand derselbe seyn müsse; dies zeigt z. B. auch der Versuch 3 mit Stab III, bei welchem die Aenderung des schlieſslichen Widerstandes nur 0,20, also eine sehr kleine Gröſse beträgt, entsprechend dem Umstande, daſs der Stab in dem vorhergehenden Versuche schon ganz dieselbe Procedur durchgemacht hatte.

Wenn man dazu noch den Umstand bedenkt, daſs Tellur bei gewöhnlicher Temperatur eine stark krystallinische Structur besitzt, so kann es wohl kaum einem Zweifel unterliegen, daſs alle die abnormen Erscheinungen nur in der jeweiligen molecularen Beschaffenheit ihren Grund haben; sie erklären sich auch vollkommen unter der Voraussetzung, daſs Tellur um so schlechter leite, je ausgeprägter seine Structur ist, eine Voraussetzung die *a priori* gewiſs nichts Unwahrscheinliches enthält. Macht man diese Voraussetzung, dann müssen zwei Factoren als den Leitungswiderstand bestimmend in Betracht gezogen werden: erstlich die Aenderung des Molecularzustandes, und zweitens die directe Aenderung durch Temperaturerhöhung.

Was den ersten Umstand anlangt, so kann man wohl annehmen, daſs die auftretenden Krystallflächen und Spaltungsebenen — die Spaltbarkeit ist an krystallinischen Tellurstäben eine sehr ausgeprägte — eine den Widerstand vermehrende Wirkung äuſsern werden und daſs alle Umstände, die das Auftreten solcher Flächen verhindern oder ihr Bestehen vernichten, auch den Widerstand herabdrücken werden. Ein solcher Umstand ist aber jedenfalls die Erwärmung eines krystallinischen Stabes zu hoher Temperatur, wobei allerdings noch ein zweiter Factor günstig mitwirken kann, nämlich die innigere Berührung

der krystallinischen Theilchen in Folge der Ausdehnung, die sie durch die Erwärmung erfahren [1]).

Dafs ein solcher Uebergang aus dem krystallinischen in einen weniger krystallinischen Zustand bei den Versuchstemperaturen eintritt, dafür scheint auch der Umstand zu sprechen, dafs beim Abkühlen die retrograde Zustandsänderung ihren schnellsten Verlauf immer in den Temperaturen von etwa 110° bis 60° hat, während unterhalb 60° sich der Widerstand nur mehr wenig ändert; es scheint also, dafs beim Abkühlen bei dieser Temperatur der schliefsliche krystallinische Zustand schon annähernd erreicht ist.

Ist diese ganze Anschauung richtig, so mufs aber auch ein schnelles Abkühlen den Widerstand verringern und umgekehrt; denn ein schnelles Abkühlen ist der Ausbildung von Krystallen offenbar hinderlich und die ganze Masse wird ein mehr gleichmäfsiges Gefüge erhalten, während beim langsamen Abkühlen sich durch deutlichere Krystallbildung der Widerstand vermehren mufs. Dafs dem wirklich so sey, zeigen aber die Versuche zur Evidenz. Es stimmen damit aber auch noch einige andere Erscheinungen überein. Erstlich das Auffallende, dafs der Widerstand eines jeden Stabes bei der ersten Beobachtung — also nach Herstellung durch Schmelzung des Tellurs — aufserordentlich gering ist; es erklärt sich das aus der unverhältnifsmäfsig schnellen Abkühlung von der Schmelztemperatur bis zur Zimmertemperatur und ist in vollkommener Uebereinstimmung mit allen übrigen Beobachtungen; es scheint eben, dafs unmittelbar nach

1) Wenn man in Glasröhren geschmolzenes Tellur durch Abkühlung krystallinisch erstarren läfst, so springen die Glasrühren, ein Beweis, dafs Tellur sein Volumen beim Uebergang in den krystallinischen Zustand vergröfsert. Es kann dies aber auch von einer scheinbaren Volumsvermehrung herrühren, wenn die Krystalle bei ihrer Entstehung zwischen sich leeren Raum lassen und es ist möglich, dafs letzterer bei Erwärmung ausgefüllt und schon dadurch der Widerstand verringert wird.

dem Erstarren das Tellur eine weniger krystallinische Structur besitzt, als nach dem langsamen Abkühlen von 200° während der Versuche. Damit mag es auch im Zusammenhange stehen, dafs alle beobachteten Tellurstäbe bei ihrer ersten Erwärmung einen Wendepunkt zeigten, zunächst eine Zunahme und erst bei höherer Temperatur — Stab I bei 90°, II bei 140°, III bei 150° — eine Abnahme des Widerstandes; denn wenn die Krystallisation nur eine geringe ist, so kann der Einfluſs der Erwärmung auf dieselbe erst bei höheren Temperaturen sichtbar werden, während bei niedrigeren offenbar noch der directe Einfluſs der Temperaturerhöhung im Sinne einer Vermehrung des Widerstandes im Uebergewicht war, so daſs man wohl zu der Ansicht berechtigt ist, daſs der directe Einfluſs einer Erwärmung auf Tellur in demselben Sinne wirkt, wie bei allen anderen Leitern erster Ordnung und daſs die abnormen Erscheinungen nur eine Folge secundärer Processe — melecularer Structuränderungen — seyen.

Es muſs wundern, daſs bei anderen gleichfalls krystallinischen Metallen, wie z. B. Wismuth und Antimon, sich nicht ähnliche Erscheinungen zeigen wie bei Tellur, und man muſs annehmen, daſs ihre Uebereinstimmung mit den übrigen Metallen dadurch begründet sey, daſs bei ihnen die Ueberführung der krystallinischen Theilchen in einem weniger oder gar nicht krystallinischen Zustand bei den herrschenden Versuchstemperaturen noch nicht stattfindet oder doch nicht in dem Maaſse wie bei Tellur.

Es hat übrigens Matthieſsen für Wismuth nachgewiesen [1]), daſs durch andauerndes Erwärmen sein Widerstand allmählich abnimmt, was darauf hinzudeuten scheint, daſs es bei Wismuth nur einer längeren Zeit bedarf, um den krystallinischen Zustand wenigstens theilweise zu zerstören.

Ich habe schlieſsich aus den vorher mitgetheilten Beobachtungen das specifische Leitungsvermögen des Tellur bestimmt, indem zur Vergleichung ein Platindraht von

1) Diese Ann. Bd. 115 S. 353.

bekannten Dimensionen und zur Reduction auf die Leitungsfähigkeit des Silbers = 100 die Verhältnifszahlen von Matthiefsen für Platin und Silber verwendet wurden. Eine Bestimmung der Constanten in der Formel für das Leitungsvermögen des Tellur hätte keinen Werth, da sich dieselben sogar von Fall zu Fall, je nach der Art der Erwärmung oder Abkühlung, ändern; ich habe mich also darauf beschränkt, nur für die Temperaturen von 200° und 20° die Leitungsfähigkeit zu bestimmen. Es konnten dazu nur die Beobachtungen von II und III benutzt werden, da Stab I zerbrach, bevor seine Dimensionen bestimmt waren.

Für Stab II ergaben die Beobachtungen bei 200° die Widerstände:

3,17	2,95	3,51
2,97	3,51	3,29
2,80	3,51	3,51

Im Mittel: 3,13

und daraus resultirt für die Temperatur von 200° und das Leitungsvermögen des Silbers bei 0° = 100 gesetzt

$$L_{200} = 0{,}00351,$$

wenn wir mit L_{200} die specifische Leitungsfähigkeit des Tellur bei 200° bezeichnen.

Für Stab III gaben die Beobachtungen bei 200° die Widerstände:

3,94	4,12	4,19
4,14	4,22	4,17
3,95	4,26	4,09

Im Mittel: 4,19

und daraus resultirt

$$L_{200} = 0{,}00310.$$

Man erhält demnach ziemlich gut stimmende Resultate für beide Stäbe.

Zur Berechnung des Leitungsvermögens bei 20° wurden die beiden extremsten Fälle gewählt, erstens der Widerstand unmittelbar nach der Herstellung der Stäbe durch Schmelzung — also der kleinste überhaupt bei 20°

beobachtete Widerstand — und zweitens der gröfste beobachtete Widerstand, also nach dem langsamsten Abkühlen.

Für Stab II war kleinster $W = 3{,}84$
gröfster $W = 25{,}16$

und daraus ergiebt sich für den Zustand nach der Schmelzung

$$L_{20} = 0{,}00286$$

und für den Zustand nach dem langsamsten Abkühlen

$$L_{20} = 0{,}000435.$$

Für Stab III war kleinster $W = 4{,}35$
gröfster $W = 29{,}67$

und daraus nach Schmelzung

$$L_{20} = 0{,}00298$$

nach langsamer Abkühlung

$$L_{20} = 0{,}000437.$$

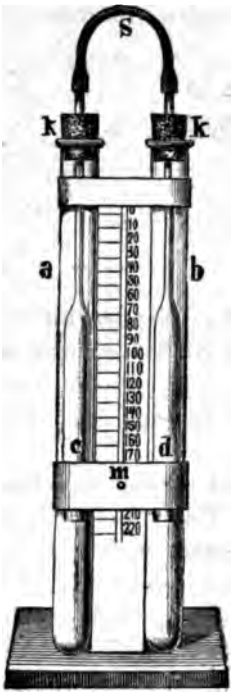
Die sehr gute Uebereinstimmung der Werthe für L_{20} nach langsamer Abkühlung bei beiden Stäben scheint zu beweisen, dafs bei den am langsamsten vorgenommenen Abkühlungsversuchen der krystallinische Zustand des Tellur schon sein Maximum erreicht hatte.

Matthiefsen erhält unter Zugrundelegung derselben Einheit für die Leitungsfähigkeit des Tellur bei 19° die Zahl 0,000777, also einen Werth der zwischen den beiden aus den vorliegenden Beobachtungen resultirenden Werthen für die schnellste und langsamste Abkühlung liegt — sehr nahe an letzterem — was schliefsen läfst, dafs die Abkühlungszeit bei den Beobachtungen Matthiefsen's zwischen die beiden hier in Rechnung gezogenen Extreme fällt.

XIII. *Neues Hydrometer;* *von Jos. Sedlaczek,*

Mechaniker des k. k. physikalischen Institutes in Wien.

Nebenbei abgebildeter Apparat beruht im Princip auf dem bereits im Jahre 1847 von Prof. Dr. Alexander in München angegebenen und in diesen Annalen Bd. 70, S. 137 beschriebenen Hydrometer. Derselbe vereinigt in dieser höchst einfachen *„neuen Construction“* alle jene Vortheile, die zur schnellen, bequemen und genauen Bestimmung der Dichte von Flüssigkeiten geeignet erscheinen.



Die beiden durch einen Gummischlanch *s* mit einander communicirenden Glasröhren *cd*, welche durch Korke *kk* — die jedoch nicht luftdicht schliefsen dürfen —, in den Glascylindern *a* und *b* befestigt sind, werden vor dem Gebrauche des Apparates sammt den Korken gleichzeitig herausgenommen. Der Glascylinder *a* wird nun bis zu zwei Drittel etwa, mit destillirtem Wasser, der Glascylinder *b* eben so hoch mit der zu bestimmenden Flüssigkeit gefüllt. Werden nun die Glasröhren *cd* wieder gleichzeitig in die Glascylinder *a* und *b* eingesetzt, so wird man bemerken, dafs beim Eintauchen derselben in die Flüssigkeiten, Luft aus jener Glasröhre entweicht, welche in die leichtere Flüssigkeit eintaucht, während die schwerere Flüssigkeit in die andere Glasröhre eindringt. Es ergeben sich auf diese Weise die Höhenunterschiede der verschiedenen Flüssigkeitssäulen so zu sagen

von selbst, *„ohne jeden Saugapparat und ohne Verschlufshahn.*

Der Einfluſs der Capillarität hierbei ist durch Form und Weite der Glasgefäſse aufgehoben, so wie auch jede Correctur bezüglich der Temperatur und des Luftdruckes wegfällt.

Da die Glascylinder *a* und *b* längs der in Millimeter getheilten Scale verschiebbar sind, so lassen sich die beiden Niveau's in denselben genau auf 0 einstellen. Die Abstände hiervon in den beiden Glasröhren *cd*, werden mit Hülfe des Glascylinder und Scale umfangenden Metallschiebers *M* abgelesen.

Ist die Höhe der Wassersäule gleich h, die der zu bestimmenden Flüssigkeit gleich h', so ist der Quotient aus $\frac{h}{h'}$ gleich der gesuchten Dichte x irgend einer Flüssigkeit [1]).

Wien im April 1876.

XIV. *Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma; von Dr. Fried. Wilh. Berg.*

Im 156. Bande dies. Ann. S. 578 hat Lommel einen elementaren synthetischen Beweis für das Minimum der Ablenkung im Prisma gegeben, und diesem synthetischen Beweise will ich im Folgenden einen elementaren analytischen Beweis gegenüberstellen.

Bezeichnet man mit ε und a den Einfalls- und den Austrittswinkel, mit β und b die denselben entsprechenden Brechungswinkel, mit A die Ablenkung, und mit P

1) Der Apparat ist durch Rohrbeck's Nachfolger in Wien, verlängerte Kärnthnerstraſse, zu beziehen.

den brechenden Winkel des Prismas, so hat man bekanntlich

$$\left.\begin{array}{ll} P = \beta + b & \varepsilon + a - P = A \\ \sin\varepsilon = n \sin\beta & \sin a = n \sin b \end{array}\right\} \quad (1),$$

wobei n das relative Brechungsverhältnifs der Prismensubstanz bezeichnet.

Aus den beiden letzten Gleichungen erhält man durch Addition und Subtraction

$$\sin\tfrac{1}{2}(\varepsilon+a)\cos\tfrac{1}{2}(\varepsilon-a) = n\sin\tfrac{1}{2}(\beta+b)\cos\tfrac{1}{2}(\beta-b) \quad (2)$$

$$\cos\tfrac{1}{2}(\varepsilon+a)\sin\tfrac{1}{2}(\varepsilon-a) = n\cos\tfrac{1}{2}(\beta+b)\sin\tfrac{1}{2}(\beta-b) \quad (3),$$

also

$$\operatorname{tang}\tfrac{1}{2}(\varepsilon+a)\operatorname{cotang}\tfrac{1}{2}(\varepsilon-\alpha) = \operatorname{tang}\tfrac{1}{2}(\beta+b)\operatorname{cotang}\tfrac{1}{2}(\beta-b) \quad (4)$$

und substituirt man hierin

$$\varepsilon + a = A + P \qquad \beta + l = P \quad . \quad . \quad . \quad (5),$$

so kommt

$$\operatorname{tang}\tfrac{1}{2}(A+P)\operatorname{cotang}\tfrac{1}{2}(\varepsilon-a) = \operatorname{tang}\tfrac{1}{2}P\operatorname{cotang}\tfrac{1}{2}(\beta-b) \quad (6).$$

Nimmt man nun den Fall

$$n > 1,$$

so ist

$$A + P > P$$

und folglich aus (6)

$$\varepsilon \gtrless a > \beta \gtrless b.$$

Setzt man nun $\varepsilon = a$, wobei also auch $\beta = b$ ist, und nennt die zugehörige Ablenkung A_m, so erhält man aus (2)

$$\sin\tfrac{1}{2}(A_m + P) = n\sin\tfrac{1}{2}P \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

und eliminirt man mit Hülfe dieses Ausdruckes aus (2) die Gröfse n, so kommt

$$\sin\tfrac{1}{2}(A+P)\cos\tfrac{1}{2}(\varepsilon-a) = \sin\tfrac{1}{2}(A_m+P)\cos\tfrac{1}{2}(\beta-b) \quad (8)$$

und da nun war

$$\varepsilon \gtrless a > \beta \gtrless b,$$

so mufs also seyn

$$A > A_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9).$$

Es ist also A_m die kleinste Ablenkung.

Aehnlich diesem Beweise wird nun auch der Fall $n < 1$ behandelt, und auch dann ergiebt sich für $\varepsilon = a$ das Minimum der Ablenkung.

Wilna, Sternwarte, Mai 1876.

XV. *Ueber das elektrische Leitungsvermögen des Braunsteins und der Kohle; von W. Beetz.*

(Aus d. Bericht. d. Münchn. Akad.)

Auf Veranlassung des Hrn. von Kobell prüfte ich einige Manganerze, welche mir derselbe freundlichst übergab, auf ihr elektrisches Leitungsvermögen. Es war ein Pyrolusit und ein Manganit. Durch Spalten und weiteres Bearbeiten mit der Feile wurden aus den gegebenen Erzen möglichst gut prismatische Stücke hergestellt. Das eine Ende eines solchen Prismas wurde durch Eintauchung in leichtschmelzbare Metallegirung mit einer Metallhülse versehen, an welcher ein Leitungsdraht befestigt wurde; das andere Ende wurde bis zu einer bezeichneten Stelle in Quecksilber getaucht, dann wurde der Widerstand der ganzen Combination bestimmt. Darauf wurde das Prisma bis zu einer zweiten bezeichneten Stelle in Quecksilber versenkt, und wiederum der Widerstand der Combination bestimmt. Die Differenz der beiden Ergebnisse ist dann der Widerstand des zwischen den beiden Zeichen liegenden Leiterstückes von bekannter Länge. Der mittlere Querschnitt desselben wurde aus dem Gewichte des Stückes und dessen Dichtigkeit berechnet.

Da ich theils früher, theils jetzt das Leitungsvermögen einiger Kohlensorten bestimmt habe, so theile ich auch die mit diesen Körpern erhaltenen Resultate hier mit. Während die für die Manganerze erhaltenen Zahlen nur

als Annäherungen an die wahren Werthe betrachtet werden dürfen, weil die gegebenen Stücke nur sehr klein und die prismatische Gestalt etwas mangelhaft war, und weil in den verschiedenen Richtungen diese Erze ihres strahligen und krystallinischen Gefüges wegen gewifs sehr verschiedene Leitungsfähigkeit besitzen, dürfen die für die Kohle gegebenen Werthe auf gröfsere Genauigkeit Anspruch machen, weil die angewandten Stücke von sehr regelmäfsig prismatischer Form und von bedeutender Länge waren. Die an den verschieden langen Stücken beobachteten Widerstände stehen denn auch sehr nahe im richtigen Verhältnifs zu den Längen. Die Querschnitte wurden an den gröfseren Stücken (3,5 und 6) durch Messung der Breite und Dicke direct gefunden, an allen übrigen wie an den Manganerzen aus Masse und Dichtigkeit berechnet.

Das gefundene Leitungsvermögen λ bezieht sich auf das des Quecksilbers $= 1$; der Siemens'schen Definition der Widerstandseinheit entsprechend sind defshalb die Längen der Leiter l in Metern, ihre Querschnitte p in Quadratmillimetern ausgedrückt. Ueber die einzelnen Kohlensorten mache ich noch folgende Angaben:

4) Graphitstifte von Faber sind sehr homogene unbekleidete Stifte aus Bleistiftmasse, im Handel bezeichnet *F. Crayons d'artiste.* 3) und 5) sind parallelopipedische Kohlenstücke für Bunsenelemente und zwar ist 5 eine sehr gute Kohle aus Münchener Gasretortenkohle geschnitten, 3 dagegen eine Kohle aus Nürnberg von so grofsem Widerstande, dafs sie sich für den Gebrauch in der Batterie als vollständig unbrauchbar erwiesen hat.

6) ist eine Kohlenplatte aus einer Bunsen'schen Plattenbatterie, wie sie Rühmkorff seinen Inductionsapparaten beigiebt. Alle Batteriekohlen waren noch ungebraucht und vor der Messung gut getrocknet.

7) Ist ein Kohlenstab von einer Faucault'schen Lampe, von Duboscq geliefert.

Die Beobachtungen sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

No.	Leiter	s	q	l	w	λ
1	Manganit	4,34	14,43	0,012	520	0,0000016
			10,00	0,006	230	0,0000026
2	Pyrolusit	4,66	3,23	0,024	60	0,000123
			1,41	0,026	80	0,000230
3	Nürnberger Batteriekohle	1,47	1125	0,140	0,73	0,00017
				0,070	0,37	
4	Graphitstab von Faber	2,28	2,36	0,100	8,55	0,00455
				0,050	4,30	
5	Münchener Retortenkohle	1,72	1272	0,140	0,010	0,0110
6	Kohlenplatte von Rühmkorff	1,82	1232	0,140	0,009	0,0138
				0,070	0,005	
7	Kohlenstab von Duboscq	1,90	22,42	0,140	0,217	0,0288
				0,070	0,109	

Das Leitungsvermögen der beiden Manganerze ist also sehr gering; das einer concentrirten Zinkvitriollösung würde sogar gröfser seyn, als das des Manganits (0,0000016). Die schlechtleitenden Kohlensorten 3 und 4 sind keine reine Kohle, sondern Gemische mit schlechten Leitern. Dagegen sind die drei letzten Stücke 5, 6 und 7 aus Retortenkohle geschnitten; ihr Leitungsvermögen nimmt in derselben Ordnung zu, wie ihre Dichtigkeit. Die Pariser Kohlen sind weit aus die am besten leitenden.

Hr. Matthiefsen[1]) hat auch einige Angaben über die Leitungsfähigkeit mehrerer Graphit- und Kohlensorten gemacht. Wenn dieselben auf die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers = 1 reducirt werden, so ordnen sie sich zwischen die von mir gefundenen Werthe. Er fand nämlich für

Graphit (Bleistiftmasse) zwischen 0,0425 uud 0,0024.
Batteriekohle 0,00177.
Gaskohle 0,0224.

1) Diese Ann. Bd. CIII, S. 428.

XVI. *Entgegnung auf den Artikel des Hrn. Holtz bezüglich Elektromaschinen von Ebonit* [1]; *von J. C. Schlösser,*

Mechaniker in Königsberg i. Pr.

Der Artikel des Hrn. Holtz bemüht sich, gegen die so sehr bewährte Anwendung des Ebonits bei Elektromaschinen zu Felde zu ziehen und beginnt mit einer ganz unbegründeten persönlichen Anklage gegen mich, die ich zunächst ganz kurz abweisen muſs. Als im Heft 10, 1875 dies. Ann. von Hrn. Dr. Bleekrode im Haag eine längere Abhandlung über Influenz-Maschinen mit Ebonitscheiben erschien, worin die Vorzüglichkeit dieses Materials gegenüber den Glasscheiben hervorgehoben wurde, brachte ich in dem folgenden Heft 11, 1875 S. 496 eine ganz kurze Bemerkung, das Erste und Einzige was ich bisher über meine Maschinen geschrieben, die allein Hrn. Holtz Veranlassung zu seinem ungehörigen Angriff gegeben haben kann. Kein Unpartheiischer wird darin „die Reclamation der Priorität für die Benutzung von Ebonit an Stelle der Glasscheiben bei Influenzmaschinen“ finden. Ich muſs daher die Behauptung des Hrn. Holtz einfach als unrichtig zurückweisen.

Hr. Holtz giebt in den beiden nächsten Abschnitten seines Artikels eine Beschreibung zweier von ihm construirten Influenz-Maschinen von Ebonit, an denen sich die Unbrauchbarkeit dieses Materials gezeigt haben soll. Die erste im Jahre 1867 gebaute interessirt hier nicht und gehe ich gleich auf die zweite ein, die Hr. Borchardt für mich geliefert und deren Funkenlänge ich in meinem laudirten Schreiben vom 17. Sept. 1874 allerdings gelobt habe, mit der ich aber im Uebrigen ganz und gar nicht zufriedengestellt seyn konnte. Die Maschine war nur äuſserst schwierig, auf die sonst übliche Weise gar nicht zu erregen, setzte regelmäſsig nach ganz kurzer

1) Diese Annal. Bd. 157, S. 486.

Zeit während des Experimentirens aus und bedurfte wieder einer neuen Erregung, die auszuführen häufig unmöglich war. Aus diesem Grunde sah ich mich veranlafst, dies Maschinchen, das Hr. Holtz sehr treffend mit dem Ausdruck „für den Jahrmarkt bestimmt“ bezeichnet, Hrn. Borchardt zurück zu geben, mit der Bitte, den dafür vorher gezahlten Betrag später zu verrechnen. Diese Thatsache beliebt Hr. Holtz in seinem Artikel mit Stillschweigen zu übergehen. Hr. Borchardt nahm das Jahrmarkts-Maschinchen nicht zurück, sondern schickte es mir, unter Beifügung zweier Glasscheiben, wie in dem Begleitschreiben vom 8. Febr. 1875 ausdrücklich gesagt ist, wieder zu, um den Beweis zu liefern *„dafs Glasscheiben keineswegs wirksamer seyen als Ebonitscheiben“*. Die Richtigket dieser Behauptung fand ich mehr wie bestätigt, woraus sich der Schlufs von selbst ergiebt, dafs nicht das angewandte Material, sondern die Construction der Maschine Schuld ihrer mangelhaften Leistungen war. Wie sich diese Thatsache mit der jetzigen Ansicht des Hrn. Holtz vereinigen läfst, überlasse ich der Beurtheilung der geehrten Leser.

Zu Anfang des Jahres 1874 erhielt ich von Paris die erste Carré'sche Influenzmaschine, die in Folge ungeschickter Spedition nicht hier, sondern in Aachen zur Verzollung gelangte, bei welcher Gelegenheit die untere Ebonitscheibe, so wie das Reibkissen verloren gegangen war. Da ich bisher noch kein Ebonit verarbeitet hatte, Hr. Borchardt mir aufserdem als erste Autorität auf dem Gebiete der Fabrication von Influenzmaschinen bekannt war, sandte ich genanntem Herrn diese Carré'sche Maschine zur Completirung, namentlich zum Ersatz der verloren gegangenen Ebonitscheibe ein, welche Arbeit von ihm auch ausgeführt wurde. In dem bezüglichen Begleitschreiben des Hrn. Borchardt vom 19. April 1874 heifst es:

> „Als diese Maschine bekannt wurde, machte die Publication Furore; es hiefs, die Influenzmaschinen

erregen sich selbst, die feststehende Scheibe fällt fort etc. etc. Zumal waren es — wie gewöhnlich — die Franzosen, welche eine gute Wirkung diesen Maschinen auf Papier zuschreiben, doch nur auf Papier. In der That leisten diese Maschinen nur wenig — sind sehr abhängig von Feuchtigkeit und von Staub. Dr. Holtz und ich — sind natürlich sehr interessirt bei dieser Angelegenheit (doch geschäftlich?) und habe ich mich mit den Fabrikanten in Paris in Briefwechsel gesetzt. — Die Herren Caré und Noë dürfen ganz ruhig nnd sicher seyn, dafs wir dies System von Influenzmaschinen nie nachmachen, nie empfehlen. Nachdem Sie die Leistungen unserer Maschinen kennen gelernt haben, werden Sie dasselbe von diesen französischen Maschinen auch vermuthen; jedoch dürfen Ihre Erwartungen nicht zu hoch gehen. Unter günstigen Umständen liefert diese französische Maschine Funken von 20 Mm. Länge."

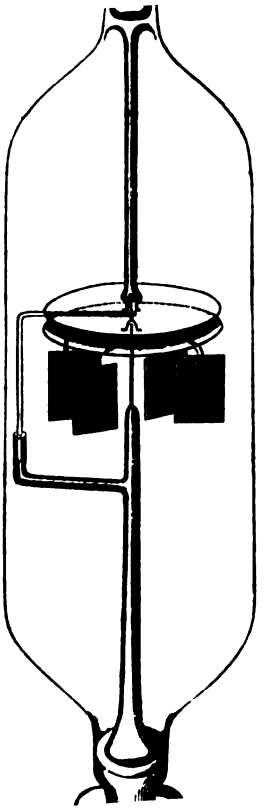
Obgleich Hr. Borchardt die Funkenlänge nur als ungenügend bezeichnete, fand ich die Maschine in ihrer ganzen Form zur Einführung in gering dotirte Schulen geeignet, so dafs ich mich im Herbste 1874 entschlofs, diese Caré'sche Maschine in genau denselben Dimensionen zu kopiren, Scheibendurchmesser 160 resp. 135 Mm. Hatte die pariser Maschine mit einer Ebonitscheibe von Hrn. Borchardt nur Funken von 20 Mm. gegeben, so war ich im höchsten Grade überrascht, bei meinen Copien Funken von 50 bis 55, ja unter besonders günstigen Verhältnissen von 60 Mm. Länge zu erhalten. Unter 40 Mm. Funken giebt diese Maschine nie, selbst unter sehr ungünstigen Luftverhältnissen. Worin liegt der Grund für meine so überaus günstigen Erfolge? Einzig und allein in der Quantität des von mir verarbeiteten Ebonits, das von dem Fabricanten ganz speciell für elektrische Zwecke gefertigt ist, dabei nur einen mittleren Preis hat, während theuere Quantitäten hiefür ganz und gar ungeeignet sind

Hr. Holtz sagt, er habe sich der „besten käuflichen Sorte Ebonit“, das soll doch wohl heifsen, der theuersten bedient, die aber, wie oben ersichtlich, nicht die geeignetste für elektrische Zwecke gewesen seyn kann. So wie nicht alle Glassorten genügend isolationsfähig sind, um elektrischen Zwecken zu dienen, ebenso verschieden ist die elektromotorische Wirkung der verschiedenen Ebonitsorten.

Uebrigens stehen meine Erfahrungen über die Vorzüglichkeit des Ebonits ja nicht vereinzelt da. Hr. Dr. Bleekrode berichtet in seinem oben erwähnten Artikel eben so günstige Resultate dieses Materials.

Den mir von Hrn. Holtz gemachten Vorwurf der Anmafsung einer Priorität habe ich als unbegründet zurückweisen müssen, kann aber auch hier meine Verwunderung nicht zurück halten, dafs Hr. Holtz die Priorität für Influenzmaschinen mit Ebonit-*Scheiben* für sich selbst in Anspruch nimmt, da es ihm doch bekannt ist, dafs Caré seine wirksamen Influenzmaschinen von diesem Material früher fertigte, als Hr. Holtz sein Jahrmarkts-Maschinchen, auf das er seine Priorität stützt.

Ich bin weit davon entfernt, die überaus grofsen Verdienste des Hrn. Holtz zu verkennen, dieselben schliefsen jedoch nicht aus, dafs er sich in der Beurtheilung eines Materials geirrt, von dem ihm nur ungeeignete Qualitäten in die Hand gekommen, noch weniger berechtigen seine grofsen Verdienste Hrn. Holtz, mich in so gehässiger Weise anzugreifen, wie er es sich in seinem Artikel erlaubt hat.



Hr. D
kleinen
fertigt,
chen R
eingesc
hende I
dessen
Obigen
lich se
Glimmer
Apparat
auf eine
keine P
kleines
die obere
gekratzt
nen, ob
nicht. E
die Sonn
Kerzen g
kreuz mit
ten Glim
Rotation

Fig. 6.

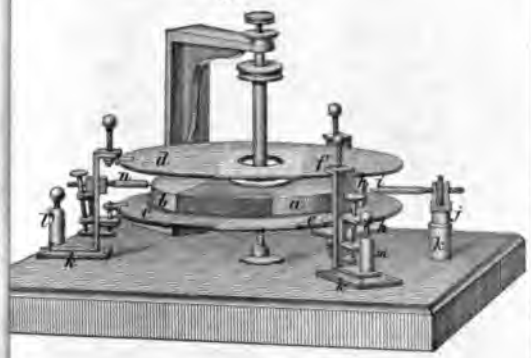
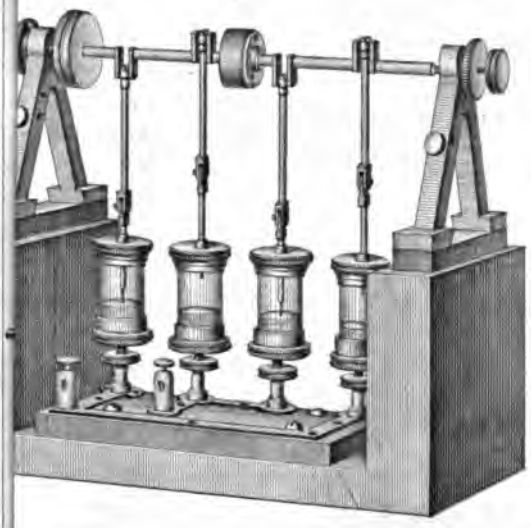
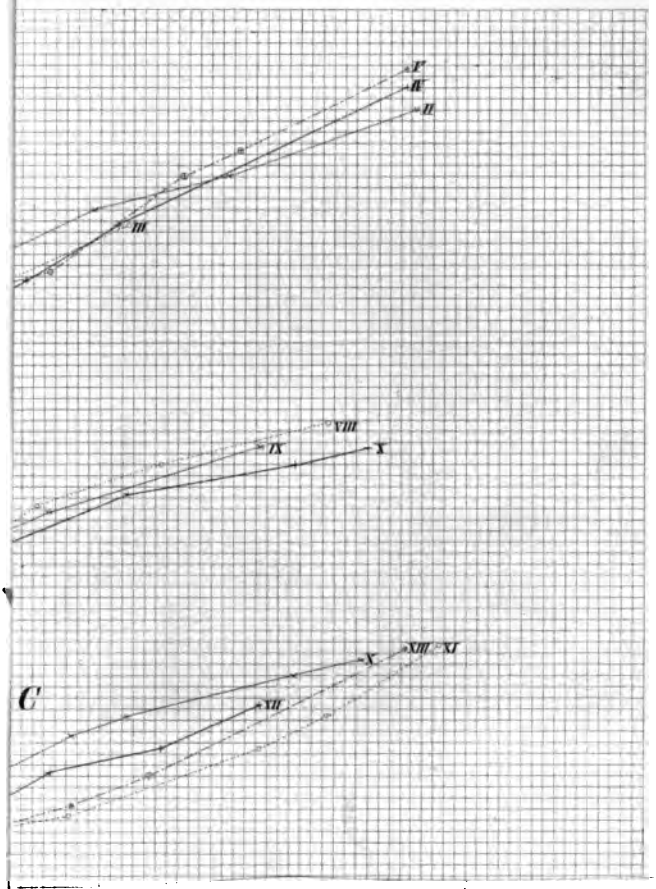
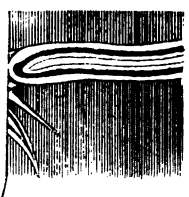


Fig. 5.

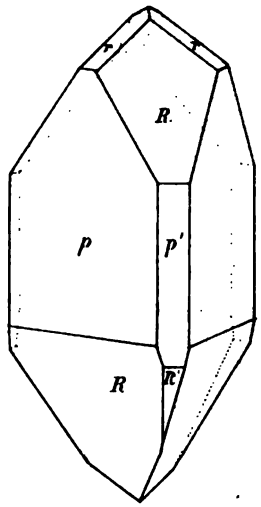



I'
II'
II
III
XIII
IX
X
C
X
XII
XII XI



a
c
b

Fig. 8.



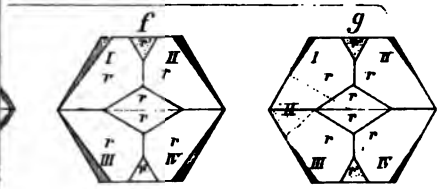


Fig. 11.

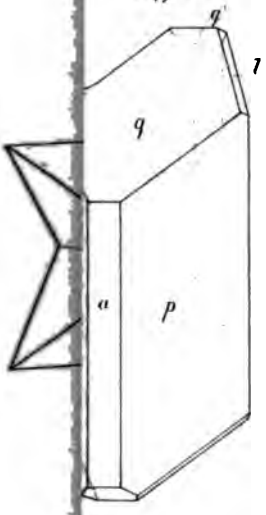


Fig. 12.

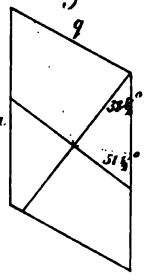
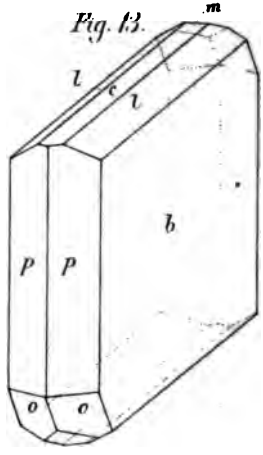


Fig. 13.



16.

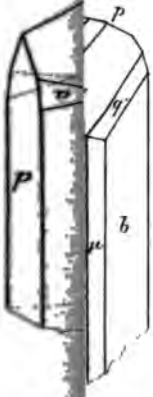


Fig. 17.

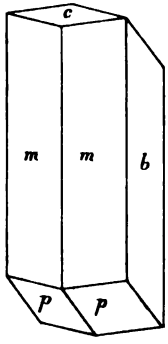
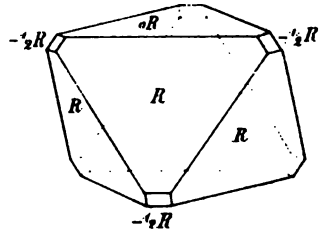
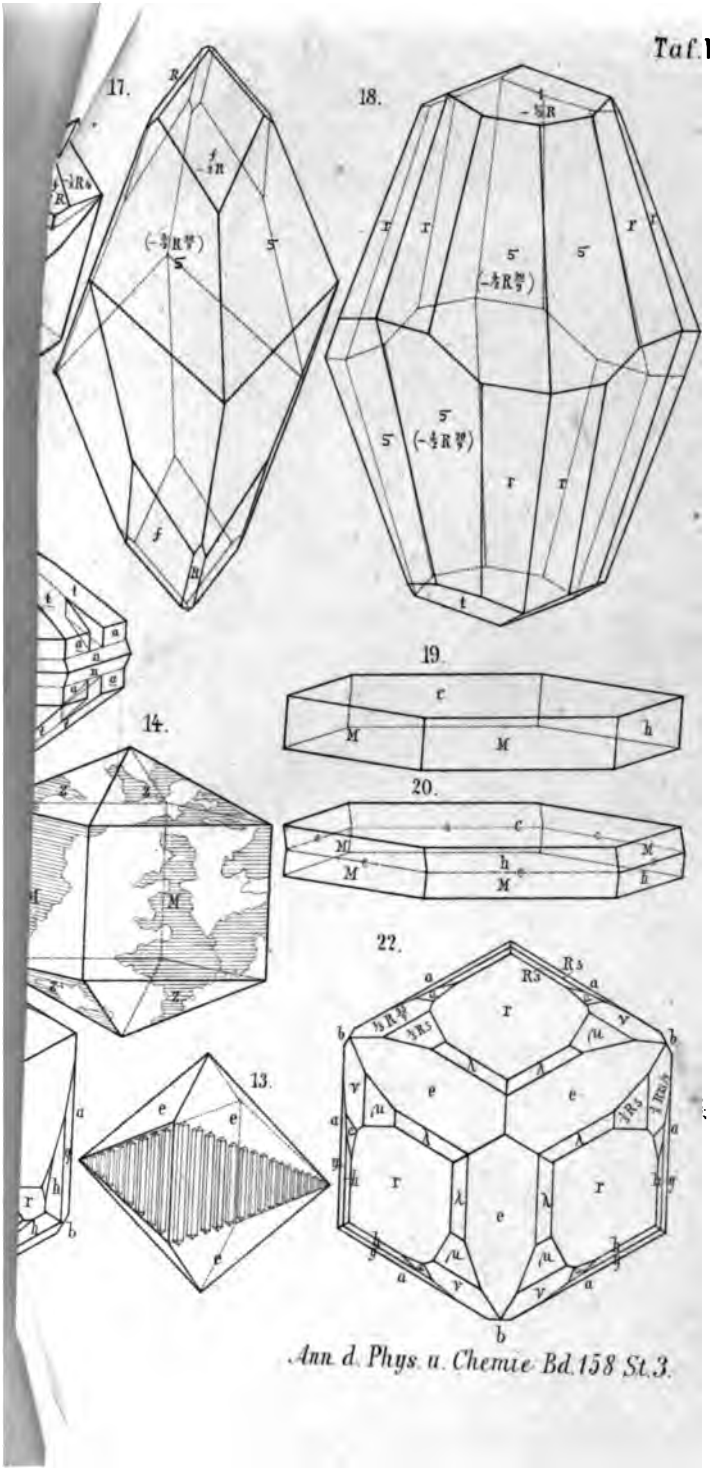


Fig. 18.




17.
18.
19.
20.
14.
13.
22.
M
h
c
e
r
b

Lith. Anst. v. E.A. Funke, Leipzig.

Fig. 7.

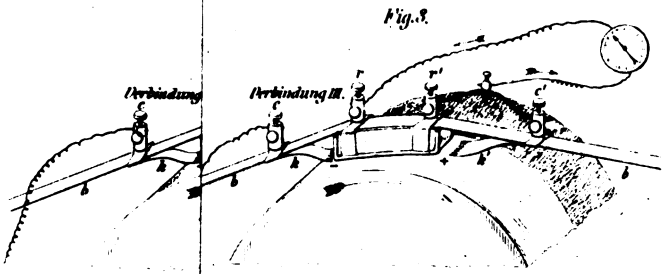


Fig. 8.

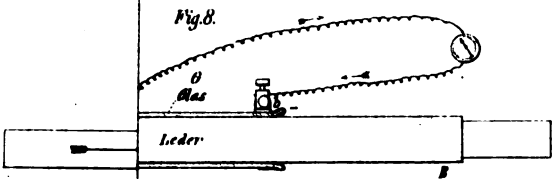


Fig. 9.

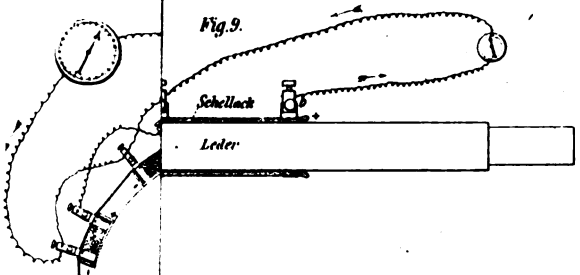
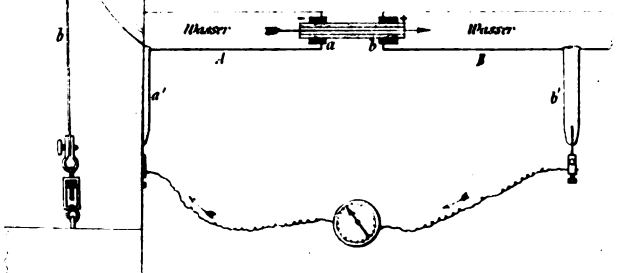
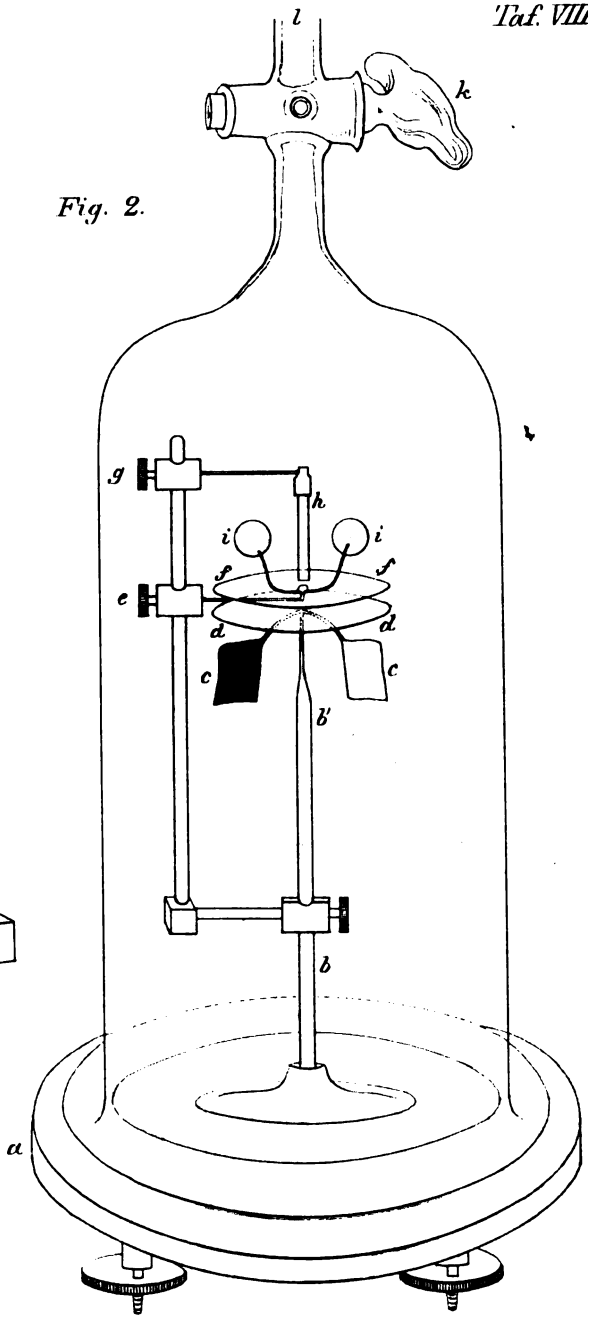


Fig. 10.



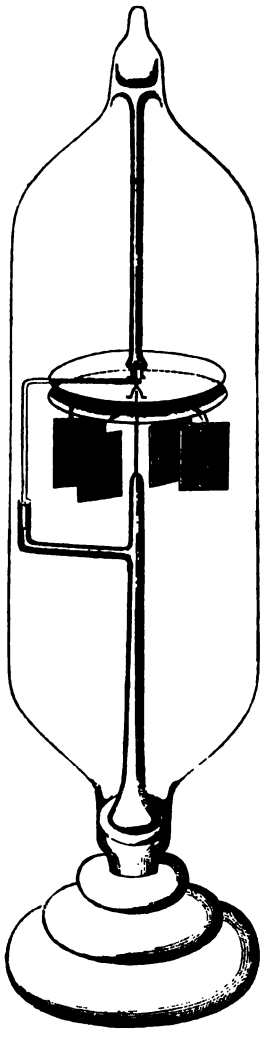
Lith. Anst. v. E. A. Funke, Leipzig.

Fig. 2.



XVII. *Nachschrift zu dem Aufsatz von A. Kundt.*

(S. 568 dieses Hefts.)



Auf meine Veranlassung hat Hr. Dr. Gefsler in Bonn einen kleinen Reibungsapparat angefertigt, der, wie die gewöhnlichen Radiometer, ganz in Glas eingeschlossen ist. Nebenstehende Figur zeigt den Apparat, dessen Construction nach dem Obigen ohne Weiteres verständlich seyn wird. Die obere Glimmerscheibe trägt, da der Apparat nicht für eine Projection auf einen Schirm dienen soll, keine Papierscheibchen. Ein kleines Zeichen, welches auf die obere Glimmerscheibe eingekratzt ist, läfst leicht erkennen, ob die Scheibe rotire oder nicht. Bei Bestrahlung durch die Sonne oder durch einige Kerzen geräth das Radiometerkreuz mit der an ihm befestigten Glimmerscheibe in schnelle Rotation und allmählich beginnt auch die obere Scheibe in gleichem Sinn wie die untere zu rotiren.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47.

Fig. 6.

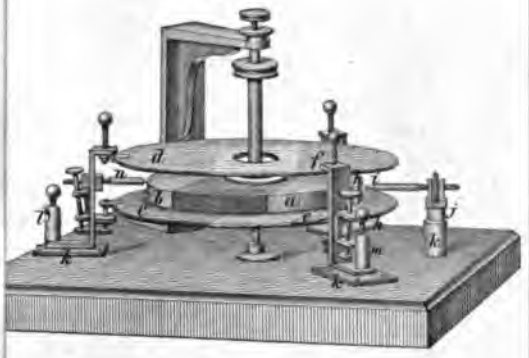
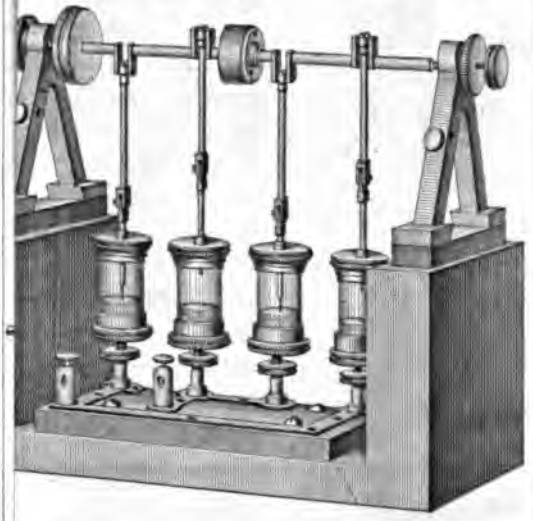


Fig. 5.



PHYSICS

530.5
A613
v. 15
1876